Die

permanenten Magnete.

Von

Dr. Jos. Gattlen.

Die

permanenten Magnete.

Inaugural-Dissertation,

der

mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Universität Freiburg in der Schweiz

zur

Erlangung der Doktorwürde

vorgelegt von

Jos. Gattlen

aus Stalden (Wallis).

ACAD.
LUGD.BAT
BIBL.

Freiburg (Schweiz)

St.-Paulus-Druckerei.

1902

Die vorliegende Arbeit wurde ausgeführt auf Anregung und unter Leitung des Herrn Prof. Dr. Jos. von Kowalski in Freiburg (Schweiz), dem ich für seine Ratschläge und Bemühungen meinen besten Dank ausspreche.

EINLEITUNG.

Zweck der vorliegenden Schrift ist eine Zusammenstellung der wichtigsten wissenschaftlichen Arbeiten über permanenten Magnetismus.

Mit der Erforschung des Magnetismus des weichen Eisens hielt die Untersuchung der permanenten Magnete, die doch wegen ihrer Verwendung in elektrischen Messinstrumenten ein grosses Interesse beanspruchen, nicht gleichen Schritt. Eine Hauptursache hievon war wohl das Fehlen einer Monographie der permanenten Magnete seit dem Erscheinen des Handbuches des Magnetismus von Lamont im Jahre 1867. Die Arbeiten sind in Zeitschriften zerstreut und tragen oft, weil häufig in Abhandlungen über temporären Magnetismus eingefügt, einen Titel, unter dem sich eine Behandlung des permanenten Magnetismus nicht vermuten lässt. Dies erschwerte die Übersicht über das Gewonnene auf dem Gebiete des permanenten Magnetismus und bewirkte, dass mancher Umstand, dessen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften des Stahles bereits nachgewiesen war, von vielen Experimentatoren noch lange nicht beachtet und dementsprechend in ihren Referaten auch nicht erwähnt wurde. Aus diesem Grunde konnte ich denn

auch von den Arbeiten, die über die verschiedensten Erscheinungen an permanenten Magneten in grosser Zahl vorliegen, nur einen relativ geringen Teil verwerten. Es genügt z. B. sicher nicht, wie dies früher so oft vorkam, die Natur des Magnetstahles nur dadurch näher zu beschreiben, dass man dessen Herkunft angibt, oder dass man denselben etwa als Martinstahl, Bessemerstahl u. s. w. bezeichnet. Die Arbeiten von Sl. Curie u. a. zeigen, wie wichtig eine sorgfältige chemische Analyse einer zu untersuchenden Magnetstahlsorte ist. Ebenso nötig ist eine genaue Angabe der Behandlung, welche der Magnet bevor er zu den Untersuchungen diente, erfahren hat. Leider lassen es sehr viele Experimentatoren auch in dieser Beziehung fehlen. So z. B. wurde die Temperatur, bei welcher der Stahl gehärtet wurde, vor dem Erscheinen der Arbeiten von Sl. Curie im Jahre 1898 und sehr oft auch noch später entweder gar nicht oder nur unbestimmt dadurch angegeben, dass man sagte, der Stahl sei bei der Rotglut oder der Weissglut u. s. w. gehärtet worden. Und doch ist diese Temperatur für die magnetischen Eigenschaften des Stahles häufig von entscheidendem Einfluss. Untersuchungen mit ungenügenden Angaben über die näheren Umstände, unter denen sie angestellt wurden, gestatten keine Vergleiche zwischen Magneten aus verschiedenen Stahlsorten und sind meistens wertlos. Mein Bestreben in dieser Schrift konnte demnach kein anderes sein, als nur solche Arbeiten zu berücksichtigen, welche für den jedesmaligen Zweck der experimentellen Untersuchung vollständig

einwurfsfrei ausgeführt worden sind, und welche erschöpfende Angaben über die näheren Umstände der Untersuchung enthalten.

Um die alte Theorie des Magnetismus hätte ich mich am liebsten nicht mehr bekümmert, musste aber, da sich die meisten Experimentatoren, deren Arbeiten ich benützte, in der Sprache der alten Theorie ausdrückten, manche aus derselben stammende Bezeichnungen in Tabellen und Referaten beibehalten, um letztern den Charakter der Originalität zu wahren. Unter dem Namen « Pol » ist keineswegs ein Polpunkt im Sinne der alten Theorie verstanden, sondern nur eine Stelle, an welcher div $\mathfrak{H}$ nicht null ist.

Die allgemeinen Lehrsätze und Tatsachen aus der Lehre vom Magnetismus setze ich als bekannt voraus, da dieselben in jedem Lehrbuch behandelt sind.

I.

Definitionen.

§ 1. Die magnetischen Grössen und der Magnetisierungscyclus.

Im Folgenden seien die Definitionen derjenigen Grössen, mit denen wir zu tun haben werden, kurz rekapituliert. Die Bezeichnungen sind im allgemeinen diejenigen, welche Du Bois in seinem Buche « Magnetische Kreise » eingeführt hat.

1. Kraft und Induktion.

Die magnetische Kraft ist das einzig Messbare in einem magnetischen Medium. Da indessen der magnetische Zustand eines Mediums eine gewisse Energie darstellt, die stets dem Produkte von zwei Faktoren proportional ist, so führt Maxwell einen zweiten Vektor ein : die magnetische Induktion, eine Grösse, über deren Natur wir nichts wissen, die aber die gleiche Richtung hat, wie die magnetische Kraft. Bezeichnen wir die Induktion mit $\mathfrak{B}$ und die Kraft mit $\mathfrak{H}$, so hängen diese zwei Grössen in einem und demselben Medium durch die Gleichung zusammen :

$$\mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H} .$$

Hierin wird die Grösse μ, die keineswegs als

dimensionslose Konstante zu betrachten ist, die magnetische Permeabilität des Mediums genannt. Die Kraft ist umgekehrt proportional zur Permeabilität. Sind ihre skalaren Komponenten H_1, H_2, H_3, so setzen wir da, wo die Permeabilität ihren Wert ändert

$$\frac{\partial H_1}{\partial x} + \frac{\partial H_2}{\partial y} + \frac{\partial H_3}{\partial z} = \text{div } \mathfrak{H} = 4\pi\sigma_f$$

und nennen die Grösse σ_f die Dichte des « freien » Magnetismus. Für die Induktion gilt überall im Raume die Gleichung :

$$\text{Div. } \mathfrak{B} = 0.$$

Man drückt dieses Gesetz dadurch aus, dass man sagt, es gebe keinen « wahren » Magnetismus. Stellen wir Induktion und Kraft durch Linien dar, die wir Induktions- und Kraftlinien nennen, so lehren uns die zwei letzten Gleichungen, dass die Kraftlinien da anfangen, wo div $\mathfrak{H}$ positiv, und da aufhören, wo div $\mathfrak{H}$ negativ ist, während die Induktionslinien alle in sich geschlossene Kurven bilden, gleichviel welches Medium sie auf ihrem Wege durchsetzen.

2. *Constitution der Magnete. Magnetisches Moment* ($\mathfrak{M}$).

Wir wissen zwar nichts weder über den innern Mechanismus der magnetischen Kraft noch über das Wesen der magnetischen Induktion. Es ist indessen zum Verständnis vieler magnetischer Erscheinungen nützlich wenn wir uns über die Konstitution der Magnete eine bestimmte Vorstellung machen. Nach

der Weber-Ewing'schen Hypothese besteht ein jeder magnetische Körper aus feinsten Teilchen, die alle von Natur aus magnetisiert sind. Wir können die Atome oder Moleküle als solche Elementarmagnete betrachten. Im unmagnetisierten Zustande des Körpers liegen diese Elementarmagnete alle so durcheinander, dass ihre resultierende magnetische Kraft gleich Null ist. Werden nun irgendwo im Körper eine grösere Zahl Elementarmagnete nach einer Richtung orientiert als nach der entgegengesetzten, so werden durch diese selbst wieder andere gerichtet. Diese gegenseitige Orientation der Elementarmagnete, setzt sich durch den ganzen Körper in gleicher Weise fort. Derselbe ist dann selbst ein Magnet und die von ihm ausgehende Kraft ist im Stande das umliegende Medium und noch andere Körper zu magnetisieren.

Im Innern des Körpers herrscht, sofern derselbe homogen ist, kein freier Magnetismus, da sich die entgegengesetzt gleichen freien Magnetismusmengen je zweier aufeinanderfolgender Elementarmagnete gegenseitig aufheben. Für die Elementarmagnete aber, die an das den Körper umgebende Medium angränzen ist dies nicht mehr der Fall. Der nicht neutralisierte freie Magnetismus derselben ist derjenige des ganzen Körpers (cf. § 15).

Nach der alten Theorie wurde das Produkt des gesamten positiven oder negativen freien Magnetismus eines Magnets in dessen Länge als Mass für seinen Magnetismus angegeben. Dieses Produkt hiess das magnetische Moment. Als Länge des Magnets galt dasjenige Stück seiner Axe, welches zwischen den

zwei Punkten liegt, in welche man bei der Berechnung der magnetischen Kraft im Felde die beiden freien Magnetismusmengen koncentriert dachte. Das magnetische Moment pro Volumeneinheit eines Körpers hiess Magnetisierungsintensität ($\mathfrak{J}$) oder auch spezifischer Magnetismus. Diese letztere Bezeichnung war indessen allgemeiner für das Moment pro Gewichtseinheit gebräuchlich.

3. Die entmagnetisierende Kraft.

Eine wichtige Rolle bei der Magnetisierung von Stäben spielt die Rückwirkung ihres Feldes auf des Innere der Stabmasse. Dieselbe ist der inducierenden Feldkraft entgegengesetzt und schwächt sie rasch mit zunehmender Magnetisierung. Hebt man einen Magneten aus dem inducierenden Felde heraus oder verschwindet dieses letztere, so befindet sich der Magnet nur noch in seinem eigenen negativen Felde, welches seine Magnetisierung sofort ganz oder teilweise wieder aufhebt. Diese schädliche Rückwirkung des eigenen Feldes der Magnete nennt man die entmagnetisierende Kraft. Wir bezeichnen deren Intensität mit $\mathfrak{H}_i$.

4. Der Entmagnetisierungsfaktor N.

Unter dem Entmagnetisierungsfaktor N verstehen wir das Verhältnis der entmagnetisierenden Kraft, die in der Mitte des Magnets herrscht zur Dichte des freien Magnetismus eines Stabendes, den wir auf einem zur Stabaxe senkrechten Querschnitt zusammengedrängt und daselbst gleichmässig verteilt denken. Bezeichnen wir das Verhältnis der Länge

eines kreiscylindrischen Stabes zu dessen Durchmesser als das Dimensionsverhältnis des Magnets, so folgt der Satz, dass der Entmagnetisierungsfaktor dem Quadrat des Dimensionsverhältnisses umgekehrt proportional ist.

5. *Der Magnetisierungscyclus.*

Wird ein Eisenstück in einem Solenoid cyklischen Magnetisierungsänderungen ausgesetzt, so erhält man für den Verlauf der Induktion $\mathfrak{B}$ in graphischer Darstellung ungefähr die in Figur 1 (S. 49) dargestellte (scharf ausgezogene) Kurve.

Wenn das Eisen früher noch nie magnetisiert worden ist, so ergibt sich bei der ersten Magnetisierung die Kurve OA. Die Form derselben wird durch das eigentümliche Verhalten der Permeabilität bestimmt, welche bei ganz schwachen Feldern kaum grösser ist als 1, dann aber plötzlich sehr stark zunimmt und bei starken Feldern wieder gegen 1 konvergiert. Würde das inducierende Feld wieder zu Null werden, so lange die Permeabilität und die Induktion noch ganz klein sind, so würden wir sehen, dass die Induktion der nämlichen Kurve entlang, welche ihr Anwachsen darstellte, wieder abnimmt und vollständig verschwindet. Lassen wir aber die Feldkraft allmählich abnehmen, nachdem die Induktion höhere Werte erreicht hat, so entsprechen abnehmenden Kräften grössere Induktionswerte als gleich grossen anwachsenden, eine Erscheinung die wir Hysteresis nennen. Dieselbe lehrt uns, dass für abnehmende Kräfte die Gleichung

$\mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H}$ nicht mehr gilt. Ist die Feldkraft Null geworden, so bleibt im Eisen noch ein Teil der Induktion zurück. Erst nachdem die Feldkraft den negativen Wert OB erreicht hat, ist die Induktion verschwunden. Nimmt dann die Kraft noch weiter ab, um nachher wieder bis zum ursprünglichen positiven Maximalwert anzuwachsen, so nimmt die Induktionskurve den weitern Verlauf BCDEA.

Es ist leicht einzusehen, dass die Erscheinung der Hysteresis nur bei demjenigen Teil der Induktion auftreten kann, welchen das Eisen zur Induktion des Solenoids hinzufügt. Der Verlauf der Induktion des Eisens ist genau derselbe wie derjenige seines freien Magnetismus. Es kommen nämlich, da im Eisen bei jeder Stromstärke stets die nämliche Kraft herrscht, wie wenn das Solenoid mit Luft erfüllt wäre, zur Kraft des Solenoids im äussern Felde infolge der Magnetisierung des Eisens $4 \pi \sigma_f$ Kraftlinien hinzu. Gleich gross ist auch der skalare Wert der Induktion des Eisens. In voriger Figur ist der Verlauf von $4 \pi \sigma_f$ durch die punktierte Kurve angeben. Dieselbe lehrt uns, dass das Eisen auch ohne magnetische Kraft magnetisiert sein kann, und dass seine Induktion positive Werte haben kann, wenn auch in seinem Innern eine negative Kraft herrscht. Aus dem Umstande, dass bei starken Feldern die Werte von $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$ sich einander immer mehr nähern, erkennen wir auch, dass die Induktion des Eisens sich bei starken Feldern asymptotisch einem Grenzwert nähert.

6. *Der remanente Magnetismus.*

Unter remanenten Magnetismus verstehen wir die Induktion, welche in einem Körper zurückbleibt, wenn man in demselben, nachdem er einem magnetisierenden Felde ausgesetzt worden ist, die Kraft bis auf Null abnehmen lässt.

7. *Koerzitivkraft* (H_c).

Unter Koerzitivkraft oder Koerzitivintensität versteht man die Kraft, mit welcher das magnetisierte Material seinen Magnetismus festhält. Man misst dieselbe durch das entmagnetisierende Feld, das angewandt werden muss, um den grösstmöglichen Wert des remanenten Magnetismus auf Null zu reduzieren.

II.

Herstellung der permanenten Magnete und ihre Eigenschaften.

§ 2. Wahl des Materials.

Damit ein Material brauchbare permanente Magnete liefere, ist vor allem erfordert, dass es eine bedeutende Koerzitivkraft besitze.

Eine grössere oder geringere Koerzitivkraft besitzen alle drei stark magnetischen Metalle, weswegen sie sämtlich remanent magnetisiert werden können. Weiches Eisen hat die geringste Koerzitivkraft; es kann seinen remanenten Magnetismus, der unter Umständen sehr bedeutend ist, durch die geringfügigsten Ursachen bis auf Spuren verlieren. Dasselbe kann also zur Herstellung permanenter Magnete keineswegs verwendet werden. Die Koerzitivkraft von Kobalt und Nikel ist wohl grösser, allein sie erreicht noch bedeutend nicht diejenige ganz mittelmässiger Stahlsorten. Wir werden uns deswegen mit diesen zwei Metallen nicht beschäftigen. Welche Stahlsorten sich am besten für permanente Magnete eignen, wird weiter unten untersucht werden.

§ 3. Magnetisierungsmethoden.

Die einfachste Methode einen Körper zu magnetisieren wäre wohl die, denselben von einem Magneten anziehen zu lassen oder ihn an einer Stelle mit einem Magneten zu reiben. Die Magnetnadeln wurden in frühester Zeit auf diese Weise hergestellt. Für ganz kleine Körper empfiehlt sich diese Magnetisierungsmethode noch jetzt. In Stäben fällt aber nach derselben die Magnetisierung sehr ungleichmässig aus, indem ein bedeutender Teil des Induktionsflusses oft schon in den mittlern Partien statt an den Enden in die Luft übertritt, was besonders dann der Fall ist, wenn die Stabmasse nicht vollständig homogen ist.

Vollkommener sind die Strichmothoden, allein auch diese beanspruchen nur noch ein historisches Interesse. Indessen ist für Magnetnadeln noch eine Strichmethode gebräuchlich. Man fasst gerade Nadeln in der Nähe der Drehungsaxe, setzt sie auf eine Polkante eines Magnets und zieht zuerst die eine Nadelhälfte auf beiden Seiten je zweimal über den Pol dann die andere Hälfte an einer Kante des entgegengesetzten Magnetendes je viermal und darauf die erste Hälfte am ersten Ende wieder je zweimal. Die Magnetisierung grösserer Stücke geschieht nur noch auf elektromagnetischem Wege.

Vorweg ist zu bemerken, dass der Vorteil einer sehr starken Magnetisierung nicht im grösstmöglichen remanenten Magnetismus liegt, da derselbe sehr wenig stabil ist und wir ihn oft absichtlich bedeutend reduzieren, sondern in der grösstmöglichen Koerzitivkraft, welche der Magnet dadurch erlangt. Die zu magne-

tisierenden Stäbe in Solenoide zu legen und durch einen Strom in Elektromagnete zu verwandeln genügt im allgemeinen nicht. Es giebt indessen einige Magnetisierungsverfahren, welche auf diesem Wege hinlänglich befriedigende Resultate liefern. So verwendet Elias von Haarlem mit Erfolg eine flache Spule von geringer Dicke (Elias'scher Ring), die er in der Mitte eines Stabes aufsetzt und dann, nachdem in derselben ein starker Strom geschlossen worden ist, mehrere Male der Stabaxe entlang hin und her führt. Es gelangen dadurch nacheinander alle Partien des Stabes in ein starkes magnetisches Feld. Selbstverständlich kann auch umgekehrt der Stab mehrere Male durch die Rolle hindurch oder in derselben hin und her geführt werden. Der Strom wird geöffnet, wenn sich der Ring in der Mitte des Stabes befindet.

Böttger verwendet zwei Ringe, die er von der Stabmitte aus mit gleich gerichteten Strömen gegen beide Enden hin bewegt. Nach Elias ist indessen diese Modifikation seiner Methode überflüssig.

Wenn es möglich ist, auf irgend welchem Wege z. B. durch Aneinanderlegen von weichen Eisenstäben mit dem zu magnetisierenden Stahl in der Mitte einen vollständigen Eisenkreislauf für die Induktion herzustellen, so kann der Ring stets in der nämlichen Richtung nach Art des « Kreisstriches » herumgeführt werden. Weil auf diese Weise keine oder doch nur eine geringe entmagnetisierende Kraft auftritt, so sind die erreichten Resultate besonders günstig. Hufeisenmagnete werden zur Herstellung eines vollständigen magnetischen Eisenkreislaufes

mit einem Anker aus weichem Eisen überbrückt. Will man den Anker nicht wegnehmen, um das plötzliche Auftreten einer entmagnetisierenden Kraft und daraus resultierende starke Verluste an Magnetismus zu vermeiden, so wickelt man den Ring ab. In der Mitte sehr langer Solenoide ist die entmagnetisierende Kraft sehr klein. Aus diesem Grunde ist in denselben das Feld auf einer gewissen Strecke nahezu homogen. Lange Solenoide empfehlen sich deswegen zur Magnetisierung von Stahlstäben, welche z. B. zum Zwecke magnetischer Untersuchungen eine möglichst gleichmässige Magnetisierung besitzen müssen.

Viel wirksamer kann man Stahlstäbe durch Elektromagnete mit weichen Eisenkernen magnetisieren, da dieselben infolge der grossen Permeabilität des weichen Eisens die kräftigsten Felder erzeugen. Stahlstäbe, die mit einem dienlich gebogenen Hufeisenmagneten nach dem Verfahren des « Doppelstrichs » magnetisiert werden nehmen sehr kräftige Magnetisierungen an. Am vorteilhaftesten stellt man die Stahlstäbe auf genügend weit von einander abstehende Hufeisenmagnetschenkel, so dass sie den magnetischen Kreislauf vervollständigen. Dies lässt sich nach einer von Lamont angegebenen Methode am leichtesten dadurch bewerkstelligen, dass man zwei stabförmige Elektromagnete auf eine Unterlage aus weichem Eisen stellt und so weit auseinander rückt, dass die Stäbe auf denselben ruhen können. Lamont empfiehlt noch die Stäbe in dieser Lage mit einem Elektromagneten zu streichen. Die hiemit zuweilen erzielte Vermehrung des remanenten Magne-

tismus glaubt indessen Moser nicht so sehr durch die Verstärkung des Feldes durch den streichenden Magneten erklären zu müssen, da er gleiche Resultate erhielt, gleichviel mit welchem Magnetende gestrichen wurde, sondern durch eine grössere Lockerung des Verbandes der Elementarmagnete, so dass diese der magnetisierenden Kraft leichter gehorchen können. Es sind diese günstigen Wirkungen denjenigen analog, die erzielt werden, wenn man die Stäbe, während sie dem magnetisierenden Felde ausgesetzt sind, erschüttert.

Durch die Beseitigung der entmagnetisierenden Kraft wird die Magnetisierung um so mehr erleichtert als dadurch die Elektromagnete selbst verstärkt werden, die dann um so kräftiger auf den Stahl einwirken.

Hufeisenmagnete stellt man auf umgekehrte Elektromagnete. Haben dieselben grössere Dimensionen, so kann dazu noch die Anwendung des Elias'schen Ringes vorteilhaft sein.

Plötzliche Unterbrechungen des magnetisierenden Stromes wirken schädlich auf den remanenten Magnetismus, und zwar nimmt diese schädliche Wirkung mit dem Strome zu. Fromme fand für einen Stahlstab, der nacheinander durch verschieden starke Ströme magnetisiert wurde, für die Differenz der permanenten Momente nach allmählicher (Ma) und nach plötzlicher (Mp) Stromabnahme folgende Werte in % vom Moment nach allmählicher Stromabnahme[1].

[1] Wied., Elektricitätslehre, III.

Stromstärke		Ma	Ma — Mp
5 Bunsen :	100 Ohm	5,9	0
»	70	6,8	0
»	50	8,9	0
»	30	17,2	0
»	20	34,7	0,7
»	15	58,7	0,6
»	11	98,1	1,0
»	8	153,2	1,5
»	5	257,0	2,2
»	3	368,5	3,7
»	1,15	475,5	5,2

Jedenfalls ist der verschwindende Magnetismus von der Natur des Stahles abhängig. In zusammengesetzten Magneten nimmt dasselbe mit der Zahl der Drähte oder Lamellen zu. Die allmähliche Abnahme des Feldes kann durch Ziehen von Rheostatenstöpseln im Stromkreise bewerkstelligt werden, jedoch darf die jedesmalige Verminderung des Stromes einen bestimmten kleinen Wert nicht überschreiten. Fromme bewerkstelligt die langsame Schwächung des Feldes viel bequemer dadurch, dass er dem Magneten langsam unter sorgfältiger Vermeidung von Erschütterungen aus demselben heraushebt.

Ob sich die schädlichen Wirkungen der plötzlichen Stromunterbrechung auch noch bei angelassenen Magneten zeigen ist nicht untersucht worden ; es lässt sich indessen vermuten, dass dies nicht der Fall ist, da Erwärmungen im allgemeinen die Wirkungen anderer Einflüsse auszulöschen pflegen. Das

lästige langsame Schwächen des Feldes dürfte alsdann bei anzulassenden Magneten unterbleiben.

Die Dauer der Magnetisierung ist keineswegs gleichgültig. Das Maximum des Magnetismus wird erst nach einer bestimmten Zeit erreicht, die mit dem magnetisierenden Feld und jedenfalls auch mit der Härte des Stahles wächst.

Hat der permanente Magnetismus eines Stahlstabes durch eine einmalige Magnetisierung das Maximum erreicht, so kann derselbe dadurch noch vermehrt werden, dass man den Stab dem gleichen Felde noch ein zweites Mal aussetzt. Im allgemeinen braucht es eine grössere Zahl von Magnetisierungen, bis eine bestimmte Feldkraft den Stahl vollständig gesättigt hat. Merkwürdig ist, dass, während der permanente Magnetismus beständig wächst, der temporäre fortwährend abnimmt, sobald das Feld einen gewissen Wert übersteigt. Nach Fromme [1] ergeben sich beispielsweise für einige ausgeglühte Stahlstäbe folgende Tabellen, in denen die relative Stärke der magnetisierenden Ströme (i) in Skalenteilen eines Galvanometers angegeben sind :

I. $i = 464{,}4 - 462{,}3$

Zahl der Magnetisierungen . . .	1	2	3	4	10	20	30
tempor. Moment	729,4	713,3	707,5	706	705,2	702,5	704,2
perm. Moment .	226	238	243,8	247,6	253,5	255,4	256
verschwindendes Moment . .	503,4	475,3	463,7	458,6	451,7	447,1	446,6

[1] Wied. Elektricitätslehre III; Wied. Ann. 1878, p. 76.

II. i - 98,8

Zahl der Magnetisierungen . . .	1	2	6	9
temporäres Moment	163,5	164,5	166,1	166
permanentes Moment	59,0	61,6	64,6	65,8
verschwindendes Moment . .	104,5	102,9	101,5	100,2

III. Tabelle für zwei gleiche Stäbe, welche gleichen magnetisierenden Kräften ausgesetzt wurden. Ein Stab (a) war bereits magnetisiert und hatte das permanente Moment 116; der zweite (b) war nicht magnetisiert.

	a			b		
Zahl der Magnetisierungen	1	2	10	1	2	10
temporäres Moment . .	536	528,5	527,5	550	538,2	529,8
permanentes Moment .	172	182,2	192,5	164	178	192
verschwindendes Mom.	364	346,3	335	386	360,2	337,1

Die einzelnen Stromstösse müssen alle genügend lange dauern. Da man die Sättigungszeitdauer jeder einzelnen Magnetisierung gewöhnlich nicht kennt, so muss der Strom auf ungefähr einige Minuten geschlossen bleiben. Ob die Sättigungszeitdauer bei jeder erneuten Magnetisierung stets dieselbe bleibt ist noch nicht untersucht worden.

Wie sehr die elektrischen Magnetisierungsmethoden den alten Strichmethoden überlegen sind, mag folgende Tabelle von Moser zeigen [1]:

1. Knight's Methode mit dem Doppelstrich; 20 Striche nach jeder Seite des Stabes. .	1

[1] Dove's Repetitoriumder Physik, Bd., II, p. 141, 1838.

2. Dieselbe ; je 20 Striche auf allen 4 Seiten 2,21
3. Dieselbe mit Verwendung von Eisenmassen unter jedem Ende des Stabes 2,29
4. Dieselbe wiederholt während der Stab auf die Spitze eines umgekehrten Stahlmagnets gestellt wurde 3,39
5. Michell's Methode mit dem Doppelstrich bei Verwendung von zwei besondern Magnetstäben 3,95
6. Dieselbe bei Verwendung eines Stahlhufeisens 4,71
7. Methode des Kreisstriches von Aepinus bei Verwendung desselben Hufeisens . . 6,39
8. Mit einem Elektromagnet ; den Stahlstab auf zwei eiserne Polstücke an die Pole eines Elektromagnets gelegt und hiebei mit einem Stahlhufeisen gestrichen, den Strom dann unterbrochen und den Stab abgehoben 7,62

§ 4. Der remanente Magnetismus von Stäben mit verschiedenen Dimensionsverhältnissen.

Die in einem Magneten während der Magnetisierung wirklich herrschende Kraft $\mathfrak{H}$ ist eine Resultierende aus der äussern Kraft $\mathfrak{H}_0$ und der Rückwirkung der Pole oder des Feldes. In der Mitte eines Magnets pflegt man ihren skalaren Wert (H) durch die Gleichung darzustellen $H = H_0 - N\,\sigma_f$. Der Entmagnetisierungsfaktor N ist eine nur von den Formverhältnissen der Magnete abhängige Grösse, die ihrer Berechnung im

grosse Schwierigkeiten bietet. In einem kurzen dicken Eisencylinder z. B. kann derselbe deswegen nicht berechnet werden, weil die Verteilung des Magnetismus auf einem zur magnetischen Axe senkrechten Querschnitt theoretisch nicht bekannt ist. In längern Stäben oder in Drähten, die eher gleichmässig magnetisiert werden können als kurze Stücke könnte man die entmagnetisierende Kraft N σ_f angenähert

$$= \frac{\sigma_f \omega}{\mu} - \frac{(-\sigma_f \omega)}{\mu} = 2\,\frac{\sigma_f \omega}{\mu} ,$$

setzen, worin ω der körperliche Winkel ist, unter welchem man jedes Stabende von der Mitte aus sieht. Diese Gleichung würde für N den Wert $\frac{2\omega}{\mu}$ ergeben. Man vergleicht indessen lange Stäbe bequemer mit einem gleichmässig magnetisierten Rotationsellipsoid, für welches

$$N = 4\pi \left(\frac{1}{e^2} - 1\right) \left(\frac{1}{2e} \text{ lognat } \frac{1+e}{1-e} - 1\right)$$

gefunden wird (e = Excentricität des Ellipsoid's). Die so gefundenen Resultate sind ziemlich zuverlässig, was aus der folgenden Tabelle Du Bois' erhellt [1].

Länge / Durchmesser	N für cylindr. Stab	N für Rotations-ellipsoid
0	$4\pi = 12{,}5664$	12,5664
0,5		6,5864
1,0		4,1880
5,0		0,7015

[1] C. Heinke, Wechselstrommessungen und magn. Messungen, p. 251; Du Bois, Magnetische Kreise.

Länge / Durchmesser	N für cylindr. Stab	N für Rotationsellipsoid
10	0,2160	0,2549
15	0,1206	0,1350
20	0,0775	0,0848
25	0,0533	0,0579
30	0,0393	0,0432
40	0,0238	0,0266
50	0,0162	0,0181
60	0,0118	0,0132
70	0,0089	0,0101
80	0,0068	0,0080
90	0,0055	0,0065
100	0,0045	0,0054
150	0,0020	0,0026
200	0,0011	0,0016
300	0,0005	0,00075
400	0,00028	0,00045
500	0,00018	0,00030
1000	0,00005	0,00008
∞	0	0

Die Kenntnis des Entmagnetisierungsfaktors gestattet uns den höchst möglichen Wert des Magnetismus zu bestimmen, welcher auf einer bestimmten Magnetisierungskurve in einem Stab endgültig zurückbleibt, sobald sich derselbe nur noch in seinem eigenen entmagnetisierenden Felde befindet. Wir haben vorweg nach dem Verschwinden von $\mathfrak{H}_0$

$$H = -N\,\sigma_f \quad \text{oder} \quad N = -\frac{H}{\sigma_f} .$$

Zeichnen wir nun die einer bestimmten maximalen

Kraft $\mathfrak{H}$ entsprechende Magnetisierungskurve (Fig. 2, S. 49) und führen vom Ursprung O aus eine gerade Linie so nach links, dass die Tangente des Winkels den sie mit der σ_f-Axe bildet $= -\frac{H}{\sigma_f}$ ist, so bestimmt der Schnittpunkt derselben mit dem absteigenden Ast der Kurve den höchst möglichen Magnetisierungswert (M), welcher bei einem gegebenen Magneten auf der betreffenden Magnetisierungskurve zurückbleiben kann.

Erteilen wir N verschiedene Werte, wie sie etwa verschiedenen Dimensionsverhältnissen entsprechen, so erkennen wir sofort den Einfluss des Dimensionsverhältnisses auf den remanenten Magnetismus der Stabmagnete. Kurze dicke Stäbe können sich zur Aufnahme hoher Magnetisierungen nicht eignen. Eine dünne Lamelle kann auf einer grössern Fläche gar nicht dauernd transversal magnetisiert werden. In derselben geht, sobald die Feldkraft verschwunden ist, die transversale Magnetisierung sofort in eine radiale über.

Nach dem gleichen graphischen Verfahren können wir auch die zu jedem beliebigen Magnetisierungswert des Stabes zugehörige entmagnetisierende Kraft finden. Vermindern wir nämlich den Magnetismus M auf den Wert M', so brauchen wir nur von dem Punkte aus, welcher diesen letztern darstellt, eine Parallele zur $\mathfrak{H}$-Axe zu ziehen. Das zwischen der Linie OM und der σ_f-Axe liegende Teilstück derselben liefert uns die gesuchte entmagnetisierende Kraft OP.

Die Konstruktion zeigt, dass je mehr der remanente Magnetismus reduziert wird, die entmagnetisierende Kraft abnimmt, während gleichzeitig die

Kraft (OQ), mit welcher der Stab die noch übrig gebliebene Magnetisierung festhält, wächst. Man nennt das Verhältnis $\frac{OQ}{OP}$ den Sicherheitskonffizienten des Magnets gegen die Entmagnetisierung durch das eigene Feld [1].

§ 5. Zusammengesetzte Magnete.

Dünne Drähte und Lamellen sind leichter zu bearbeiten und zu magnetisieren als grössere massive Stücke. Man setzt deswegen grössere Magnete gern aus Drähten oder Lamellen zusammen, welche alle einzeln magnetisiert worden sind. Die gesamte Induktion ist aber keineswegs gleich der Induktion aller einzelnen Teile vor der Zusammensetzung, denn infolge der entmagnetisierenden Kraft schwächen sich diese gegenseitig. Schwächere kehren ihren Magnetismus sogar um, worauf sie direkt schädlich wirken. Die Zahl der Lamellen beläuft sich deswegen gewöhnlich nur auf 3-5. Dieselben werden noch oft durch eine Schellackschicht von einander getrennt oder an den Enden so in weiche Eisenstücke geklemmt, dass zwischen ihnen ein Luftraum bleibt. Durch das Dazwischenschieben eines Diamagnetikums zwischen die einzelnen Lamellen wird eine Verminderung der gegenseitigen Schwächung bezweckt.

Zusammengesetzte Magnete, deren Teile vor der Zusammensetzung einzeln magnetisiert worden sind, besitzen mehr Magnetismus, als wenn sie erst nach

[1] Taylor Jones; Elektrot. Zeitschr. 1896, p. 456.

der Zusammensetzung durch die gleiche Kraft magnetisiert worden wären. Zur Erklärung dieses Phänomens pflegte man früher in solchen Magneten, je nach der Art der Magnetisierung einen besondern Zustand anzunehmen. Nach Askoli [1] ist die Annahme eines solchen durchaus unnötig. Da sich die verschiedenen Magnetisierungen dadurch erklären lassen, dass sie verschiedenen Kurven angehören Askoli erläutert dies graphisch wie folgt:

Es werde für einen ringförmigen Magneten oder einen sehr langen Stab die Magnetisierungskurve ARC gezeichnet (Fig. 3, S. 50), welche einer maximalen Kraft OH entspricht. Setzen wir voraus, dass das Dimensionsverhältnis einer jeden Lamelle so gross ist, dass die entmagnetisierende Kraft vernachlässigt werden kann, so gilt die gezeichnete Magnetisierungskurve auch für die einzelnen Lamellen. Dieselben werden dann den remanenten Magnetismus OR aufweisen. Wenn man aber die Lamellen zuerst vereinigt und dann magnetisiert, so schwächen sie das Feld mit zunehmender Magnetisierung. Die maximale effektive Kraft sei jetzt OH′. Zeichnen wir für diese Kraft wieder die Magnetisierungskurve A′R′C′. Dieselbe ergibt für das Feld Null eine geringere Magnetisierung, die auch eine kleinere Kraft benötigt, um sie auf Null zu reduzieren. Nachdem die äussere Feldkraft verschwunden ist, befindet sich der Lamellensatz in seinem eigenen negativen Felde und seine remanente Magnetisierung wird nur noch durch SD dargestellt, wenn die Tan-

[1] Eclair. electr., Bd. XIV, 1896.

gente des Winkels SOR′ gleich dem Entmagnetisierungsfaktor ist. Da dieser nur von den Formverhältnissen abhängt, so ist er für den ganzen Lamellensatz eine konstante Grösse. Magnetisieren wir jetzt jede einzelne Lamelle besonders. Es wird dann der remanente Magnetismus einer jeden durch OR dargestellt, da ihre entmagnetisierende Kraft vernachlässigt werden kann. Wird nun eine Lamelle auf die andere gelegt, so wächst die entmagnetisierende Kraft allmählich an ; der Magnetismus nimmt ab, bleibt aber beständig auf der Kurve ARC. Sobald alle Lamellen zusammengelegt sind, wird der remanente Magnetismus noch durch S′D′ dargestellt, da ja der Entmagnetisierungsfaktor für den Lamellensatz der gleiche ist wie vorhin.

Die graphische Darstellung gibt unmittelbar S′D′ > SD.

Diesen Erklärungsversuch hat Askoli einer experimentellen Prüfung unterzogen, welche denselben bestätigte.

Askoli hat auch gezeigt, dass massive Eisencylinder und Drahtbündel mit dem nämlichen Eisenquerschnitt den nämlichen Entmagnetisierungsfaktor haben.

§ 6. Verteilung des freien Magnetismus an den Seitenflächen und der Induktion im Innern eines Stabmagnets.

Freien Magnetismus gibt es bei einem Stabmagneten nicht nur an den Enden, sondern auch an den Seitenflächen. Es sind viele Formeln und Theorien

aufgestellt worden, welche das Verteilungsgesetz des freien Magnetismus an den Seitenflächen sowie der Induktion im Innern der Stabmagnete ausdrücken sollen.

Von der Annahme ausgehend, dass das Auftreten von freiem Magnetismus an den Seitenflächen auf eine von beiden Stabenden ausgehende Induktionswirkung zurückzuführen sei, und dass diese längs der Stabaxe unter dem Einflusse nur eines Endes nach einer abnehmenden geometrischen Reihe erfolge, berechnete Biot den freien Magnetismus wie folgt:

Es sei + A und — A der freie Magnetismus an den Endflächen, x der Abstand einer Zone um den Stab herum, in welcher der freie Magnetismus y herrscht, von einem Ende, 2 l die Länge des Magnets und v eine Konstante, die kleiner ist als 1. Teilen wir die Seitenfläche des Magnets bis zum Abstande x von einem Ende in x-Zonen ein, so herrscht in der letzten derselben der freie Magnetismus

$$y = A v^{x} - A v^{2l-x} = A(v^{x} - v^{2l-x})$$

oder wenn die Stabmitte statt eines Endes zum Ausgangspunkt genommen wird

$$y = A(v^{l-x} - v^{l+x}) = A v^{l}(v^{-x} - v^{x}) = C^{te}(v^{-x} - v^{x})$$

Zu dieser Berechnung ist zu bemerken, dass die Voraussetzung, nach welcher die Induktionswirkung eines Stabendes mit zunehmender Entfernung nach einer geometrischen Reihe abnimmt keinem magnetischen Gesetze entspricht.

Rees berechnet die Magnetisierungsintensität im Innern der Magnete folgendermassen :

Das Moment eines Elementarmagnets, dessen Länge dx ist, sei p, dann ist der freie Magnetismus desselben $\frac{p}{dx}$. Im nächstfolgenden Stabquerschnitt gegen die Mitte zu haben die Elementarmagnete das Moment $p + dp$ und den freien Magnetismus $\frac{p + dp}{dx}$. Der freie Magnetismus zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stabquerschnitten ist alsdann $\frac{p}{dx} - \frac{p + dp}{dx} = -\frac{dp}{dx}$. Mit der Formel von Biot verbunden gibt dies $-\frac{dp}{dx} = C^{te}\left(\frac{-X}{V} - \frac{X}{V}\right)$ oder wenn integriert wird $p = a + b\left(\frac{X}{V} + \frac{-X}{V}\right)$.

Hierin ist a eine Integrationskonstante und $b = \frac{C}{l\,nat\,v}$. Rees übernimmt in dieser Formel das Hypothetische in der Biot'schen Berechnung des freien Magnetismus.

Ebenso unsicher wie die angeführten sprechen noch andere teils theoretisch abgeleitete teils experimentell aufgestellte Formeln, wie diejenigen von Dub, Waltenhofen, Green u. a., das wirkliche Verteilungsgesetz des freien Magnetismus und der Induktion aus.

Eine bestimmte mathematische Fassung können wir diesem Gesetze, das sich einzig aus der Rückwirkung der entmagnetisierenden Kraft auf das induzierende Feld oder auf die Koerzitivkraft ergibt, nicht geben, da sich im allgemeinen im Innern eines Magnets weder die entmagnetisierende Kraft berechnen noch auch die Koerzitivkraft mathematisch ausdrücken lässt. Quantitativ tritt der freie Magnetismus

an den Seitenflächen der Magnete in demselben Masse auf, wie die entmagnetisierende Kraft von der Mitte gegen die Enden hin wächst oder wie das effektive induzierende Feld abnimmt. In der Mitte ist dieses letztere am grössten. Ebenso hat auch die Induktion daselbst ihren grössten Wert. Weil nun einerseits die maximale in der Mitte herrschende Induktion im Raume nicht verschwinden kann solange sie in der Mitte nicht ebenfalls verschwindet und anderseits im Innern gegen die Enden hin doch mit der effektiven Kraft abnehmen muss, so folgt, dass einige Induktionslinien von der Mitte gegen das eine Stabende hin aus dem Magneten austreten und vom andern Stabende gegen die Mitte hin in gleicher Weise wieder in denselben eintreten müssen. Wo nun die Induktions- und somit auch die Kraftlinien in das umliegende Medium übertreten, ist div $\mathfrak{H}$ positiv und wir haben daselbst positiven freien Magnetismus; auf gleiche Weise haben wir da, wo die Kraftlinien wieder in den Magneten eintreten negativen freien Magnetismus. Den meisten freien Magnetismus haben wir nicht an den Enden selbst, sondern auf einer Zone in der Nähe derselben. Es können nämlich die Angriffspunkte der Resultierenden aller von den Stabenden ausgehenden entmagnetisierenden Kräfte nicht in den Endflächen selbst liegen, was nur der Fall wäre, wenn allein auf ihnen freier Magnetismus vorkäme. Zwischen diesen beiden Punkten, über deren Lage im Stabinnern wir im Unklaren sind, und den Endflächen ist die Kraft beider freier Magnetismusmengen dem äussern induzierenden Felde gleich gerichtet. Dieses letztere erfährt

also in der Nähe der Enden eine Verstärkung, was zur Folge hat, dass die Induktions- und Kraftlinien, die vor diesen Punkten eine ganz divergente Richtung eingeschlagen haben, nun wieder mehr und mehr der Stabaxe parallel gerichtet werden. Die Zahl der aus dem Magneten austretenden bezw. eintretenden Induktions- und Kraftlinien und mit ihnen der freie Magnetismus nehmen also in der Nähe der Enden wieder ab. Ist das induzierende Feld verschwunden so tritt an Stelle desselben bei Stahlmagneten die Koerzitivkraft, der gegenüber sich die entmagnetisierende Kraft, wenn auch mit einem quantitativen Unterschiede, gerade so verhält, wie gegenüber einem induzierenden Feld. Je grösser die Koerzitivkraft ist desto weniger wird freier Magnetismus an den Seitenflächen vorkommen. Da nun die Koerzitivkraft in jedem Punkte des Magnets von dem maximalen daselbst induzierten Magnetismus abhängt, so ergibt sich die Notwendigkeit während der Magnetisierung die entmagnetisierende Kraft durch Herstellung eines vollständigen Eisenkreislaufes der Induktion zu beseitigen, damit das induzierende Feld nirgends geschwächt werde. Man erkennt auch, dass an den Seitenflächen kurzer Magnete mit grossem Querschnitt, bei denen die entmagnetisierende Kraft gross ist, die Dichte des freien Magnetismus bedeutend grösser sein muss als an dünnen Magneten von gleicher Länge.

Die Induktion in jedem Punkte im Innern des Magnets ist gleich der Differenz der maximalen Induktion in der Mitte und derjenigen, die bis zu dem

betreffenden Punkte aus einer unendlich dünnen Röhre, die wir in der Richtung des äussern Feldes durch den Punkt gelegt denken, ausgetreten ist. Ihre Änderung ist also das Reciproke der Änderung des freien Magnetismus. Zwischen denjenigen Punkten, von welchen an die Kraft des Magnets dem induzierenden Feld gleich gerichtet ist, bis zu den Enden muss die zur Stabaxe parallele Komponente der Induktion wieder zunehmen. Dies ist keineswegs so zu deuten, dass die Induktion, die in der Mitte herrscht, an den Enden noch vermehrt werde, da nicht zu vergessen ist, dass die zur Stabaxe parallele Komponente der Induktion nur bei gleichzeitiger Schwächung der beiden andern aus dem Metall austretenden Komponenten verstärkt wird.

Das Verteilungsgesetz des freien Magnetismus auf den Endflächen ist ebenfalls unbekannt. Wir wissen nur, dass die Dichte des freien Magnetismus wegen der Ablenkung der Kraftlinien von der Axe infolge der entmagnetisierenden Kraft in der Mitte der Stäbe kleiner sein muss als an den Randpartien.

Experimentell lässt sich, wie dies schon Coulomb getan hat, die zu einer Fläche normale Komponente des freien Magnetismus so finden, dass man an dem Vertikal gestellten Magnet eine Magnetnadel aus weichem Eisen schwingen lässt, die mit einem Ende ganz nahe an den Magneten herangebracht worden ist, so dass sowohl die Wirkung ihres andern Endes wie auch diejenige der umliegenden freien Magnetismusmengen vernachlässigt werden können. Empfehlenswerter ist eine elektrische Methode, wonach eine

dünne Drahtspule, die mit einem ballistischen Galvanometer verbunden ist, vertikal zur magnetischen Axe über den Stab geschoben und an verschiedenen Stellen schnell abgezogen wird. Die Differenz der Ausschläge, welche man in zwei zur magnetischen Axe senkrechten Querschnitten erhält, gibt die Induktion die zwischen diesen zwei Querschnitten austritt.

§ 7. Einfluss der progressiven Erhitzung auf den Magnetismus und die Natur des Stahles.

Wenn ein Magnet erhitzt wird, so verliert er seinen Magnetismus allmählich, bewahrt aber einen bedeutenden Teil desselben selbst noch bis zur Rotglut; sobald aber eine bestimmte Temperatur überschritten ist, büsst der Stahl fast plötzlich nicht nur den noch übrig gebliebenen Magnetismus sondern auch seine frühere Permeabilität ein, welche nahezu auf Eins fällt. Es scheint, dass der Stahl in eine andere Modifikation übergegangen ist, die nicht magnetisch ist. Diese Verwandlung des Stahles in eine andere Modifikation wird noch durch verschiedene andere Erscheinungen angedeutet, so durch die fast plötzliche Änderung des elektrischen Widerstandes, die Umkehrung des thermoelektrischen Verhaltens und die Verminderung des Atomvolumens. Die Wiederabkühlung des Stahles wird zu wiederholten Malen durch Wärmeentwickelungen in der Stahlmasse aufgehalten. Die erste Wärmeentewicklung, welche die Temperatur eine Zeit lang konstant erhält, rührt von der Rückkehr

des Stahles in den gewöhnlichen Zustand her. Der Stahl erhält dabei seine frühern magnetischen Eigenschaften wieder, nicht aber den Magnetismus. Die zweite Wärmeentwicklung, die bei weiterer Abkühlung eintritt, bewirkt ein ganz langsames Sinken der Temperatur in einem bestimmten Intervall, vielleicht entspricht dieselbe dem Ende der ersten Umwandlung. Diese Wärmeentwickelungen im Stahl können nicht auf chemische Beimengungen zurückgeführt werden, da sie bei reinem Eisen ebenso auftreten wie in Stahl. Bei weiterer Abkühlung wird noch eine dritte Wärmeentwickelung durch die dem Eisen beigefügte Kohle hervorgebracht. Diese ist bei gewöhnlicher Temperatur mit dem Eisen chemisch verbunden, bei hoher Temperatur kommt sie aber in demselben gelöst vor. Der Übergang der Kohle vom gelösten Zustande in denjenigen der chemischen Verbindung kündigt sich dadurch an, dass der Stahl, nachdem er sich bis zu einer bestimmten Temperatur abgekühlt hat plötzlich wieder hell aufleuchtet (Rekalascenz). Diese drei Temperaturpunkte können durch Beimengungen anderer Körper zum Eisen verschoben werden und sogar aufeinanderfallen. Nach Osmond ist der Einfluss fremder Körper wenn die drei Temperaturpunkte in der aufgezählten Reihenfolge mit a_3, a_2, a_1 bezeichnet werden, der folgende :

Bor und Kohlenstoff erniedrigen a_3, welches bald zwischen 815 und 805, bald zwischen 735—720 liegt.

Nickel. a_3 a_2 und a_1 fallen bei 660-640° vollkommen zusammen.

Kupfer. Mit zunehmendem Kupfergehalt sinken a_3 und a_1. Ist etwa 4,4 % Cu vorhanden so liegen a_3 und a_a bei 730-720° zusammen. a_1 liegt zwischen 625-600°. Auf a_1 wirkt Kupfer analog wie Kohlenstoff, auf a_3 wie Mn und Ni. Silicium bewirkt bei steigendem Gehalt eine Verminderung der Wärmeentwickelung bei a_3, diese ist klein bei 0,8 % und null bei 2 %. Si verhindert die allotrope Transformation des Eisens, indem es dasselbe bei der Erhitzung in der Modifikation unter der kritischen Temperatur a_3 erhält. a_a bewahrt seine gewöhnliche Intensität und sinkt langsam von 730°-720° bis 710-700. a_1 aber steigt von 660°-650° bis 710-700.

Wolfram. Ein zwischen Spuren und 1,5 % schwankender Gehalt scheint auf a_3, nicht einzuwirken, erniedrigt aber bedeutend a_1, welches zwischen 540 und 530 gefunden wird.

Im allgemeinen wirken die fremden Körper so, dass diejenigen, deren Atomvolumen kleiner ist als dasjenige des Eisens (C, Bo, Ni, Mn, Cu), dieses in der Modifikation mit kleinerem, diejenigen mit grösserem Atomvolumen (Cr, W, Si, As P, S) dasselbe in der Modifikation mit grösserem Atomvolumen zu erhalten suchen. Der Kohlenstoff hat noch einen besondern Einfluss [1].

Der Übergang der magnetischen Modifikation in die unmagnetische erfolgt bei einer höhern Temperatur als die Zurückbildung der erstern in letztere bei der Abkühlung. Man erkennt diese zwei Tempe-

[1] C.R. **110,** Seite 242-245 und 346-348, 1890.

raturen leicht durch die Änderung der Permeabilität des Stahles, wenn derselbe während der Erwärmung und Abkühlung einer magnetisierenden Kraft ausgesetzt wird. Wahrscheinlich tritt auch bei der Verwandlungstemperatur der Kohle eine ähnliche Erscheinung auf. Man nennt die beiden Temperaturen, bei welchen der Stahl seine magnetischen Eigenschaften verliert und wieder gewinnt, die kritischen Temperaturen, die erstere diejenige bei Erwärmung, die letztere diejenige bei der Abkühlung.

Wird der Stahl über die obere kritische Temperatur erhitzt und dann noch bevor er sich unter die untere kritische abgekühlt hat, plötzlich in kaltem Wasser, in Öl oder in Quecksilber abgelöscht so bleibt die Kohle im Stahl in gelöstem Zustande und härtet denselben [1].

Durch Wiedererwärmung des abgekühlten Stahles unter den kritischen Temperaturen und abermaliges plötzliches Abkühlen kann die Härte des Stahles beliebig gemildert werden. Langsames Erkalten macht den Stahl wieder weich und zwar um so weicher, je höher die Temperatur ist, von welcher abgekühlt wird. Durch das Härten und nachherige Anlassen des

[1] Offenbar hängt die Härtung des Stahles nicht von den kritischen Temperaturen ab sondern von der Verwandlungstemperatur der Kohle. Da dieselbe aber bei der Erwärmung schwierig zu beobachten ist, so wird der Stahl zur sichern Härtung besser über die leicht zu beobachtende obere kritische Temperatur erhitzt, zumal da diese Temperaturen nicht weit auseinanderliegen.

Stahles kann man dessen magnetische Eigenschaften innert gewissen Gränzen beliebig modifizieren [1].

Sehr interessant ist eine zuerst von Gaugain beobachtete Erscheinung, die bei progressiver Temperaturänderung zu Tage tritt.

Magnetisiert man einen Stahlstab bei hoher Temperatur (400°-500°) und lässt man ihn allmählich erkalten, so nimmt der Magnetismus fortwährend ab; bei einer bestimmten Temperatur wird er null und kehrt sich bei noch weiterer Abkühlung sogar um, so dass der Stab bei gewöhnlicher Temperatur gerade den entgegengesetzten Magnetismus zeigt. Bei der Wiedererwärmung kehrt der ursprüngliche Magnetismus wieder, hat aber etwas abgenommen. Die Umkehrung des Magnetismus lässt sich mehrmals bewerkstelligen. Bei hoher Temperatur magnetisierte und plötzlich abgekühlte Stäbe zeigen die Erscheinung der Umkehrung des Magnetismus nicht. Sie kann aber auch bei Stäben auftreten, die bei gewöhnlicher Temperatur magnetisiert und dann erwärmt werden.

Gaugain erklärt sich diese Erscheinung so, dass bald nach der Magnetisierung einige Stellen an den Polflächen durch die Rückwirkung des Feldes umgekehrt magnetisiert worden sind, und dass die zwei verschiedenen Magnetismen, die jetzt im Stabe nebeneinander herrschen ungleiche Temperaturkoeffizi-

[1] Über den Einfluss von a_2 auf den Magnetismus liegen noch keine Arbeiten vor.

enten besitzen. Je nach der Temperatur soll bald der eine, bald der andere Magnetismus vorherrschen und dem Pol das Vorzeichen geben.

Gaugain fand seine Annahme durch Experimente bestätigt [1].

Merkwürdig ist ferner die Wirkung der Wärme auf die Verteilung der Induktion und des freien Magnetismus. Poloni [2] hat an mehreren Magneten beobachtet, dass Erwärmungen unter 180° eine Verteilung des innern Magnetismus hervorbringen, die durch die Gleichung

$$\mathfrak{M} = A\left(_{1+K}{}^{-1} \cdot {}_{-K}{}^{-X} {}_{-K}{}^{-(1-X)}\right)$$

darstellbar ist, in welcher A und K Konstante sind.

Temperaturen über 180° sollen die neutrale Zone beständig nach dem + Pol verschieben.

§ 8. Die Härtung des Stahls und ihr Einfluss auf die Magnetisierbarkeit desselben.

Zur erfolgreichen Härtung des Stahles erwärmt man denselben über die obere der beiden kritischen Temperaturen. Die Ablöschung kann indessen in dem Intervalle derselben geschehen, wenn man durch Abkühlung in denselben gelangt ist.

Die Ablöschung geschieht meistens in Wasser, Öl oder Quecksilber. Die Temperatur des Bades scheint innert gewisser Grenzen belanglos variieren zu können. Slodowska Curie hat eine Stahlsorte in einer Kälte-

[1] Journal de physique, 1878.
[2] Rend. C. Jst. Lomb. **19,** 1886.

mischung von — 18° gehärtet und dabei keine günstigern Resultate erzielt als bei der Abkühlung in Wasser von 15°. Quecksilberbäder verleihen dem Stahl die grösste Härte und auch die grösste Koerzitivkraft; sie können aber wegen ihrer Kostspieligkeit wohl nur für kleinere Magnete verwendet werden. Die Ablöschung in Öl ist die am wenigsten wirksame, macht aber den Stahl am wenigsten spröde. Wasserbäder, über welchen sich verschieden dicke Ölschichten befinden, so dass der Stahl erst durch Öl hindurch ins Wasser gelangt, erlauben im Stahl verschiedene Härteabstufungen hervorzubringen.

Der glasharte Zustand des Stahles wird durch Ablöschen von der hellen Rotglut in Quecksilber oder Wasser erreicht. In diesem Zustande ist der Stahl überaus spröde und bricht oft während der Behandlung.

Ausser durch plötzliche Abkühlung, kann der Stahl auch noch mechanisch gehärtet werden, wie durch Hämmern, Walzen, Ausziehen zu Draht, hydraulische Pressung, etc.

Dicke Stahlstücke werden durch Ablöschen nur in den äusseren Schichten gehärtet. Die tieferen Schichten härten sich infolge der Pressung durch die äusseren.

Der Härtung des Stahles ist die grösste Aufmerksamkeit zuzuwenden, denn die magnetischen Eigenschaften des Stahles (Koerzitivkraft, remanente Magnetisierbarkeit) hängen hauptsächlich von ihr ab.

Die mechanische Härtung scheint die magne-

tischen Eigenschaften nur wenig zu verbessern. Sl. Curie untersuchte Drahtbündel mit Drähten von 2 mm Durchmesser und 20 cm Länge aus einer Carbonstahlsorte mit 0,85 % C und fand folgende Werte für $\mathfrak{H}c$ und $\mathfrak{J}rem$ [1].

6 Drähte angelassen	$\mathfrak{H}c = 11$	$\mathfrak{J}rem = 415$
6 Drähte ausgezogen	16	780
5 Drähte ausgezogen	16	680
5 Drähte durch Abkühlung geh.	**52**	630

Die angelassenen Drähte hatten eine Zugkraft von 60 kg pro mm², die ausgezogenen eine solche von 220 kg. Obwohl die durch das Ausziehen der Drähte erlangte Härte nur unbestimmt durch die Zugkraft angegeben ist, erkennt man gleichwohl, dass durch die mechanische Härtung die Koerzitivkraft des stahles nicht nennenswert vermehrt wird. Da dicke Stahlstücke in der Mitte durch Pressung gehärtet werden, ist auf diesen Umstand besonders Rücksicht zu nehmen.

Es kommt somit für Magnete nur die plötzliche Ablöschung in Betracht. Eine jede Stahlsorte nimmt die günstigsten magnetischen Eigenschaften bei einer ganz bestimmten Härtungstemperatur (Temperatur, von welcher abgekühlt wird) an. Eine zu hohe Erhitzung des Stahles ist schädlich, auch noch wenn derselbe schliesslich von der günstigsten Temperatur abgekühlt wird. Zu hoch erhitzte Stäbe müssen angelassen und neu gehärtet werden. Ebenso wirkt eine zu lange

[1] Ecl. electr. XV, 501-508.

Erwärmung ungünstig. Fehler die hievon herrühren, können bei Stahlsorten, die mehr als 1,2 % C enthalten, durch cyklische Temperaturänderungen beseitigt werden, bei welchen die höchste Temperatur über den beiden kritischen und die niedrigste unter denselben gewählt wird.

Die Temperatur muss im ganzen Stahlstück eine gleichmässige sein. Eine sehr gleichmässige Erwärmung wird nach einer an der technischen Reichsanstalt in Berlin befolgten Methode dadurch erreicht, dass man den Stahlstab in eine Porzellanröhre steckt, die auf der einen Seite verschlossen ist, und dann das Ganze in einem Ofen erwärmt, in welchem das Feuer keinen Zutritt zum Stahlstab hat. Die Temperatur, welche durch Pyrometer gemessen wird, kann durch Luftzufuhr geregelt werden.

Sl. Curie [1] steckt den zu härtenden Stab in eine Porzellanröhre, welche durch eine stromdurchflossene Platinspirale erwärmt wird. Diese Röhre wird noch in eine andere bedeutend weitere gesteckt und der Zwischenraum mit gebrannter Magnesia ausgefüllt, um bedeutende Wärmeverluste zu vermeiden. Da der Strom den Stab nicht nur erwärmt, sondern auch magnetisiert, gestattet diese Methode die kritischen Temperaturen mit Leichtigkeit zu bestimmen. Es braucht dazu nur in der Nähe der Röhre eine Magnetometernadel in geeigneter Weise aufgestellt zu werden, an deren Ablenkung sich der Stand der Magnetisierung leicht verfolgen lässt. Da die Wärme auf einen kleinen

[1] Ecl. electr. XV, p. 471-477 und 501-508.

Raum konzentriert bleibt, so ist die Magnetometernadel keiner schädlichen Einwirkung ausgesetzt.

Die für jede Stahlsorte günstigste Härtungstemperatur wird wesentlich durch deren Kohlenstoffgehalt bestimmt. Aus den Untersuchungen der Frau Curie ergibt sich hierüber Folgendes :

Beim fast vollkommen weichen Stahl (C = 0,06 %) nimmt sowohl die Koerzitivkraft als auch der remanente Magnetismus mit der Härtungstemperatur zu. Da diese zwischen 800-1025° liegen kann, so ist es besser bei hoher Temperatur zu härten.

Enthält der Stahl 0,2 % C, so ist es fast gleichgültig ob man bei 785° oder bei 915° härtet, ebenso kann Stahl mit 0,5 % C zwischen 770° und 830° ohne merklichen Unterschied in den magnetischen Eigenschaften gehärtet werden. Geschieht aber die Härtung bei 920°, so ist sowohl die Koerzitivkraft als der remanente Magnetismus gering.

Für Stahlsorten mit 0,84 % ist eine Härtungstemperatur von 770° zu empfehlen. Höhere Temperaturen vermindern die Koerzitivkraft und den remanenten Magnetismus.

Man sieht, dass die Härtungstemperaturen mit wachsendem Kohlenstoffgehalt abnehmen und dass dieser die Temperaturgränzen enger zieht, innert denen man ohne Unterschied in den magnetischen Eigenschaften härten kann.

Was soeben gesagt wurde, bezieht sich nur auf die erste Abkühlung und nicht auf die günstigste Härte, welche dem Stahl erst durch nachheriges Anlassen gegeben wird.

Um den Einfluss der Härte auf die magnetischen Eigenschaften untersuchen zu können, ist es selbstverständlich nötig, dieselbe in allen ihren Abstufungen genau messen zu können. Dies ermöglicht uns die Änderung des elektrischen Widerstandes, welcher der Härte proportional ist. Man misst denselben in kurzen Drähten und Stäben bekanntlich mit der Doppelbrücke von Thompson oder mit dem Differenzialgalvanometer von F. Kohlrausch. Die Härte wird dann ebenso wie der Widerstand in 10^{-6} cm Ohm angegeben. Die folgende Tabelle erlaubt die durch den elektrischen Widerstand angegebenen Härtegrade mit denjenigen zu vergleichen, welche durch die Anlassfarben angezeigt werden.

Es ist[1]:

glashart in 10^{-6} Ohm cm =	45,7
hell strohfarben	28
strohfarben	26,3
blau	20
hellblau	18,4
weich	15,9

A. Föppl[2] empfiehlt zur Bestimmung der Härte des Stahles folgendes Verfahren, das sich sehr gut zur Vergleichung der Härte verschiedener Stahlsorten untereinander eignet, während die elektrische Methode nur die Härteänderungen eines und desselben Metalls durch äussere Einflüsse zu messen gestattet. Von der Stahlsorte, welche auf ihre Härte geprüft werden

[1] Aus « Der Electromagnet » von Silv. Thompson.
[2] Wied. Ann. 63, p. 103.

soll, werden zwei Plättchen hergestellt von wenigstens 7-8 mm Dicke, etwa 15-20 mm Breite und einigen cm Länge. Dieselben werden auf einer Breitseite cylindrisch zugeschliffen, fein poliert und dann mit einer dünnen Russschichte überzogen. Die so zubereiteten Plättchen legt man kreuzweise übereinander und setzt sie einem starken Drucke aus, so dass ein bleibender Eindruck entsteht. Der Durchmesser der entstandenen Russflecke gibt allerdings die bleibende Abplattung vermehrt um die elastische an, allein der Rand der bleibenden Abplattung stimmt bei Flecken von über 1,5 2 mm mit dem Rande der Russflecke beinahe genau überein, so dass der Unterschied nicht beachtet zu werden braucht. Die Flächen der Eindrücke sind beim gleichen Metall den Druckkräften und bei verschiedenen Metallen, welche dem nämlichen Drucke ausgesetzt sind, deren Härte proportional. Zur Bestimmung des Durchmessers der Eindrücke dient ein Mikroskop oder ein feiner Zirkel. Da die Durchmesser der Eindrücke mit dem Radius der Cylinderflächen variieren, empfiehlt Föppl einen Radius von 20 mm als Normalradius zu benützen.

Strouhal und Barus [1] haben an einigen Stäben aus Silberstahl sehr eingehend den Einfluss der Härte auf die Magnetisierbarkeit untersucht. Interessant ist, dass die günstigste Härte durch das Dimensionsver-

[1] Wied. Ann. 1883, p. 622 ff.

hältnis der Stäbe bestimmt wird. Die von Strouhal und Barus diesbezüglich gefundenen Resultate sind in nachstehender Tabelle zusammengestellt.

Verlauf der Magnetisierbarkeit mit dem Härtegrad.

Mittlerer Härtegrad, galvanisch gem.	Mittlerer spez. Magnetismus für ein Dimensionsverhältnis von				
	10	20	30	40	50
45,3	23,5	37,6	43,6	46,5	48,3
40,2	22,2	35,7	41,3	44,2	46,0
37,9	22,3	35,3	40,8	43,3	45,0
36,6	22,3	35,3	40,6	43,1	44,8
35,7	22,3	35,2	40,6	43,1	44,8
30,2	20,8	36,0	42,9	46,2	48,3
28,5	20,8	37,4	45,1	48,8	51,2
26,7	21,4	40,2	49,4	53,8	56,5
25,1	21,9	43,3	54,3	59,6	63,0
23,8	21,4	44,7	57,8	64,3	68,2
23,0	21,0	45,2	59,3	66,5	70,9
19,5	19,3	45,8	67,0	80,4	87,3
16,7	15,2	40,8	71,3	91,3	101,8
15,3	4,3	11,2	20,5	31,8	44,6

Die Kurven in Fig. 4, S. 50 gestatten diese Resultate mit einem Blick zu überschauen.

Mit solchen Kurven ist es möglich, für einen Stahlstab mit einem gegebenen Dimensionsverhältnis den für die grösste remanente Magnetisierung günstigsten Härtegrad zu bestimmen. Ohne Zweifel ist bei diesen Kurven der Verlauf des spez. Magnetismus eine Funktion der Koerzitivkraft. Es ist schade, dass

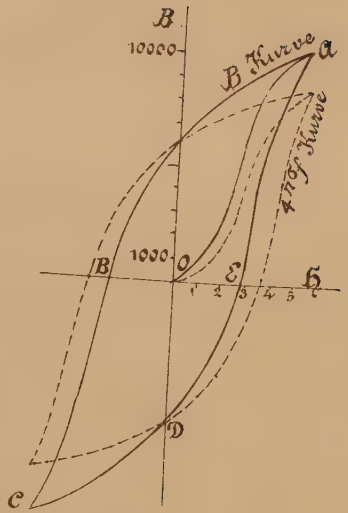
B
10000
B Kurve
a
4πJ Kurve
B
1000
O
E
H
1
2
3
4
5
6
D
c

Fig. 1.

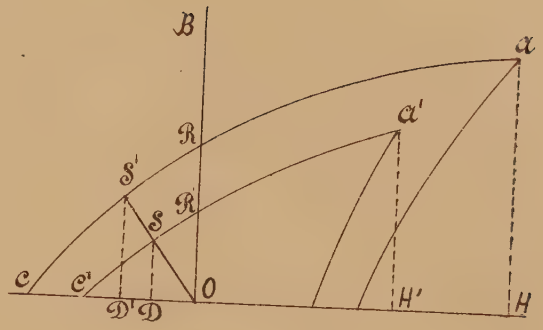
B
a
a'
R
S'
S
R
c
c'
O
H'
H
D'
D

Fig. 3.

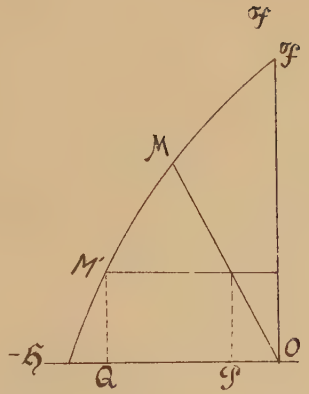
Tf
Tf
M
M'
-H
Q
P
O

Fig. 2.

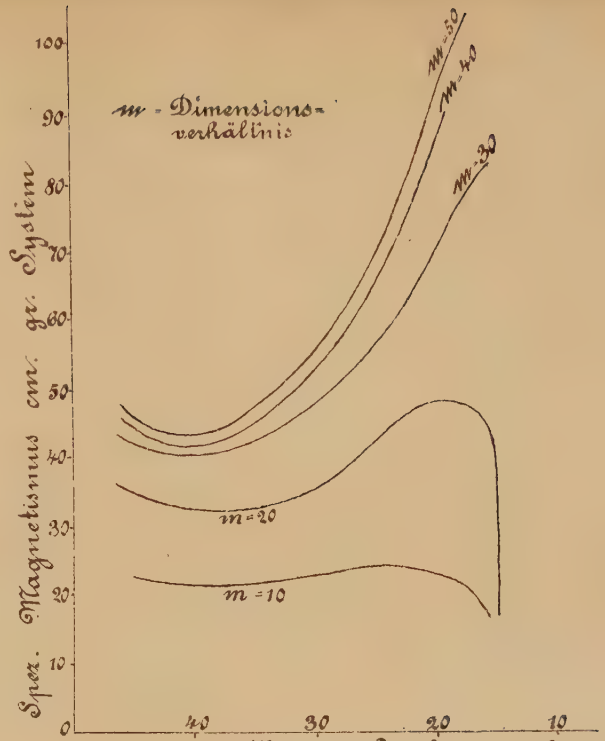
m - Dimensions-
verhältnis
m=50
m=40
m=30
m=20
m=10
Spez. Magnetismus cm. gr. System
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
40
30
20
10
Härtegrad abnehmend

Fig. 4.

die Koerzitivkraft in ihrem Zusammenhange mit der Härte nicht ebenso untersucht worden ist wie der remanente Magnetismus.

§ 9. Abhängigkeit der Remanenz und Koerzitivkraft des Stahles von chemischen Beimengungen.

Den grössten Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften des Stahles hat der Kohlenstoff. Allein auch Beimengungen anderer Körper können Koerzitivkraft und Remanenz bedeutend modifizieren. Sl. Curie hat eine Menge Stahlsorten mit grossem Fleisse untersucht [1]. Ihre Untersuchungen sind um so wertvoller, als sie für jede untersuchte Stahlsorte die chemische Zusammensetzung angibt. Auch hat sie, was bei anderen Experimentatoren selten vorkommt, jedesmal die Koerzitivkraft untersucht. In nachstehender Tabelle sind die Forschungsresultate von Sl. Curie zusammengestellt. Leider haben darin nicht alle Stahlproben das nämliche Dimensionsverhältnis, was die Vergleichung derselben etwas erschwert.

[1] Eclair. electr. XV, p. 471-477 und 501-508, 1898; XVI, p, 117-126 und 151-155, 1898.

Magnetische Eigenschaften von Stahlstäben von verschiedener Zusammensetzung

Stahlsorten, die ausser C keine fremde Bestandteile enthalten :	Kohlengehalt in %	Härtungstemperatur	Koercitivkraft C G S	J f. Stäbe v. 20 cm. Länge und 1 cm² Querschnitt	J f. Stäbe v. 20 cm Länge u. 0.71 cm² Querschn.	J f. Stäbe v. 20 cm Länge u. 0,785 cm² Querschn.	J f. Stäbe v. 20 cm Länge u. 0,196 cm² Querschn.	J f. geschlossenen magnetischen Eisenkreis
	0,06	1000	3,4	30	—	—	—	625
	0,22	850	11	120	—	—	—	770
v. Firminy	0,49	770	23	220	—	—	—	835
	0,84	770	53	420	—	480	580	640
	1,21	770	60	460	—	—	—	645
v. Böhler in Steiermark — weich	0,70	800	49	420	—	—	—	—
v. Böhler in Steiermark — halb hart	0,96	800	56	420	—	—	—	—
v. Böhler in Steiermark — extra zäh hart	0,99	800	55	410	—	—	—	—
v. Böhler in Steiermark — extra halb hart	1,17	800	63	460	—	—	—	—
	1,13	850	65	420	—	—	—	—
	0,75	770	51	410	—	—	—	—
	0,80	770	53	420	—	—	—	—
	0,83	770	56	440	—	—	—	—
v. Unieux	0,96	770	58	430	—	—	—	640
	1,40	750	61	—	500	—	—	—
	1,41	750	61	—	500	—	—	—
	1,61	750	46	—	370	—	—	—
Borhaltige Stahlsorten : B. in %								
Chatillon u. Commentry *a)* ?	0,7	800	26	250	—	—	—	—
Chatillon u. Commentry *b)* 0,5	1,05	800	44	410	—	—	—	—
Chatillon u. Commentry *c)* 0,8	0,97	800	51	430	—	—	—	—

	Kohlengehalt in %	Härtungstemperatur	Koercitivkraft C G S	3 f. Stäbe v. 20 cm. Länge und 1 cm² Querschnitt	3 f. Stäbe v. 20 cm Länge u. 0,71 cm² Querschn.	3 f. Stäbe v. 20 cm Länge u. 0,785 cm² Querschn.	3 f. Stäbe v. 20 cm Länge u. 0,196 cm² Querschn.	3 f. geschlossenen magnetischen Eisenkreis
Chromstahl :								
Cr. in %								
v. Assailly. . . . a_1 2,5	0,50	900	45	460	—	—	—	—
b_2 2,8	0,82	900	56	500	—	—	—	—
c_3 3,4	1,07	850	57	530	—	—	—	—
Kupferhaltiger Stahl :								
Cu								
Chatillon u. Commentry 3,9	0,87	730	66	490	—	—	—	—
Wolframstahl :								
W								
V_1 2,9	0,55	850	51	460	—	—	—	—
v. Assailly. . . . V_2 2,7	0,76	850	66	510	—	—	—	—
V_3 2,7	1,10	850	68	500	—	—	—	—
a) 3,2	0,77	—	65	550	—	—	—	—
Chatillon u. Commentry *b)* 2,7	1,02	800	69	540	—	—	—	—
c) 3,5	1,53	1000	50	320	—	—	—	—
Böhler Steiermark sehr hart 2,9	1,10	850	74	530	—	—	—	—
Boreas nicht geh. 7,7	1,96	—	45	350	—	—	—	—
Boreas gehärtet 7,7	1,96	800	85	370	—	—	—	—
Allevard 5,5	0,59	770	72	—	—	—	—	—
5,5	0,59	770	74	—	680	—	—	850

		Kohlengehalt in %	Härtungstemperatur	Koercitivkraft C GS	J. f. Stäbe v. 20 cm Länge und 1 cm² Querschschnitt	J. f. Stäbe v. 20 cm Länge u. 0,71 cm² Querschn.	J. f. Stäbe v. 20 cm Länge u. 0,785 cm² Querschn.	J. f. Stäbe v. 20 cm Länge u. 0,196 cm² Querschn.	J f. geschlossenen magnetischen Eisenkreis
Molybdänstahl :	Mo								
	3,5	0,51	850	60	530	—	—	—	—
Chatillon	3,4	1,25	800	82	480	—	—	—	—
	4	1,24	800	85	530	—	—	—	—
	3,9	1,72	770	73	510	—	—	—	—
Commentry		—	830	79	415	—	—	—	—
	3,9	1,72	800	78	560	—	—	—	—
Nickelstahl :	Ni								
	Ni_1 3,6	0,57	730	55	—	—	490	—	—
Fourchambault .	Ni_2 3	0,70	730	48	—	—	535	—	640
	Ni_3 3,7	1,21	730	48	—	—	480	—	—
Manganstahl :	Mn								
	A 0,7	0,46	780	32	—	—	—	—	—
	B 1,8	1,18	780	64	—	—	—	—	—
Fourchambault	C 2,2	1,94	780	55	—	—	—	—	—
	AL 0,3 (?)	1,9?	780	52	—	—	—	—	—
	BL 0,6 (?)	0,9?	780	55	—	—	—	—	—
	CL 0,9 (?)	0,9?	780	54	—	—	—	—	—
Hädfield angelassen	13,0 (?)	1,0?	—	13,5	—	—	—	70	—
Hädfield gehärtet	13,0 (?)	1,0?	800	?	—	—	—	—	—
Siliciumh. Stahl :	Si								
	I 1,11	0,91	780	54	—	—	—	660	—
Chatillon u. Comm.	II 0,64	0,91	780	50	—	—	—	660	—
	III 1,28	0,72	780	34	—	—	—	815	—

Aus dieser Tabelle ergibt sich, dass alle Stahlsorten, die ausser Kohle keine anderen Beimengungen enthalten das Maximum der Remanenz bei einem 1,1-1,2 % Kohlenstoffgehalt aufweisen. Die Koerzitivkraft wächst mit dem Kohlengehalt rasch, bis dieser 0,80 % ausmacht. Ein zwischen 0,80 und 1,4 %iger Kohlengehalt ändert die Koerzitivkraft nur noch wenig. In noch Kohlenstoffreicheren Stahlsorten nimmt dieselbe wieder rasch ab. Ebenso die Magnetisierbarkeit und die Härte.

Nach Osmond [1], der diese Erscheinung noch vor Sl. Curie studierte, ist das so zu erklären, dass bei einem Kohlenstoffgehalt, der 1,30 % übersteigt, der Stahl aus zwei Bestandteilen zusammengesetzt ist, von welchen der eine hart und magnetisch, der andere weich und wahrscheinlich nicht magnetisch ist. Diese zwei Bestandteile unterscheiden sich sowohl in der Farbe wie in der Struktur. Wenn der Stahl nur 1 % C enthält, so besteht er fast nur aus dem harten Bestandteil. Nimmt aber der Kohlengehalt zu bis zu 1,60 %, so kommt auch der zweite Bestandteil in immer grösseren Mengen vor. In noch kohlreicheren Stahlsorten scheint sich ein Carbid CFe_3 zu isolieren und so den Kohlengehalt des übrigen Eisens zu vermindern. Hohe Härtungstemperaturen erleichtern die Bildung des weichen Bestandteiles. Das Maximum desselben wird durch eine plötzliche Abkühlung von 1000° erreicht. Geschieht die Abkühlung bei einer niedrigeren Temperatur, so bildet sich Fe_8C, wodurch

[1] C. R. II, S. 684, 1895.

die magnetischen Eigenschaften des übrigen Eisens verbessert werden. So zeigte ein Stahlstück folgenden Magnetismus :

Gehärtet bei 1000° in H_2O von 0°
sofort nach der Magnetisierung . . . 345
zwei Tage nach der Magnetisierung . . 221
Gehärtet bei 800° in H_2O von 15°
sofort nach der Magnetisierung . . . 966
zwei Tage nach der Magnetisierung . . 814

Der nicht magnetische Bestandteil scheint ähnlich zu wirken wie ein Nickelgehalt von 25 % oder ein Mangangehalt von 12-13 %, welche den Stahl auch bei der gewöhnlichen Temperatur in der natürlichen allotropen Modifikation bewahren, die einer Temperatur von 860° entspricht.

Zusätze von Chrom und Kupfer wirken günstig auf die magnetischen Eigenschaften des Stahles ; noch günstiger wirken Wolfram und Molybdän. Dieses letztere vermehrt Koerzitivkraft und Remanenz bei jedem Kohlengehalt.

Der Wolframstahl von Allevard zeichnet sich durch seinen ausserordentlich hohen remanenten Magnetismus aus. Längere Magnete und auch Hufeisenmagnete mit geringer entmagnetisierender Kraft werden am vorteilhaftesten aus diesem Stahle hergestellt. Für kurze Magnete jedoch eignen sich gehärteter Boreasstahl von Böhler und Molybdänstahl mit 1,24 % und 1,25 % C wegen ihrer bedeutend grössern Koerzitivkraft besser.

Bor und Silicium scheinen die magnetischen Eigenschaften des Stahles nur wenig zu ändern.

Ebenso Ni und Mn, wenn sie nur in geringen Mengen vorkommen. Der Einfluss von Phosphor und Schwefel kann ganz vernachlässigt werden.

Sämtliche Stahlsorten wurden bei derjenigen Temperatur gehärtet, bei welcher sie die günstigsten magnetischen Eigenschaften annahmen. Es ist ein besonderer Vorzug dieser Tabelle, dass sie für jeden Stahl diese Temperatur enthält. Sl. Curie hat aber nur einmal abgekühlt. Nach den Untersuchungen von Str. und Bar. über die Abhängigkeit des remanenten Magnetismus von der Härte lässt sich vermuten, dass eine bestimmte Anlasstemperatur die Koerzitivkraft noch vermehren könnte.

In der Tabelle der Frau Curie gehört der Stahl Boreas von Böhler mit 7,7 % W in eine Klasse von Stahlsorten, die man selbsthärtende nennt und die dadurch merkwürdig sind, dass sie nicht durch plötzliches sondern durch langsames Erkalten von einer Temperatur über der kritischen hart werden. Angelassen werden diese Stahlsorten wie die andern, nämlich durch langsame Abkühlung von Temperaturen, die unter den kritischen liegen.

In die Klasse der selbsthärtenden Stahlsorten gehören noch diejenigen mit 10-25 % Ni, 3,5-7,5 % Mn und 5-15 % Cr. Vor dem gewöhnlichen Stahl haben diese den Vorteil, dass sie in der ganzen Masse sehr gleichmässig erhärten. Da die gleichmässige Härtung in dicken Stücken nach dem gewöhnlichen Verfahren

durch Ablöschen sehr schwierig ist, so dürften dicke Magnete wohl am besten aus Boreasstahl hergestellt werden.

Die Magnetisierbarkeit der selbsthärtenden Stahlsorten ist im allgemeinen geringer als diejenige der gewöhnlichen. Es gelang indessen Osmond einen Stahl mit 7,8 % Mn eine Magnetisierung zu erteilen, welche diejenige eines Stahles mit 0,77 % C 0,73 Mn und 3,47 % W übertraf (cf. nachst. Tab.).

Interessant ist der Verlauf der Magnetisierbarkeit der selbsthärtenden Stahlarten mit der Anlasstemperatur. Osmond stellte für einige Stahlproben, die er zuerst härtete und dann nach dem Anlassen bei verschiedenen Temperaturen (wovon einige unter Null) magnetisierte, folgende Tabellen auf [1]. d und d′ bedeuten darin Magnetometerausschläge sofort und eine Viertelstunde nach der Magnetisierung, t die Anlasstemperatur. Zur Vergleichung diene, dass ein gewöhnlicher Magnetstab mit 0,71 % C 0,73 % Mn und 3,47 % W Länge = 39,5 cm Gew. = 11,614, gr. einen Ausschlag von 191 hervorbrachte.

[1] C. R., S. 1513, 1899.

Nickelstahl.

Stab mit 15,48 % Ni, 0,23 % C Länge 36 cm Gewicht 10,67 gr.			Stab mit 19,64 % Ni, 0,19 % C Länge 38,7 cm Gewicht 11,285 gr.			Stab mit 24,51 % Ni, 0,16 % C Länge 37,6 cm Gewicht 12,34 gr.		
t	d	d′	t	d	d′	t	d	d′
837	132	118,5	id.	121	106,0	842	112	110,7
770	141	126,5		126,6	114,5	723	124,6	123,0
710	146	127,9		131,5	118,4	158	115,1	114,8
634	155,9			169,0		295	92,8	92,1
105	154,8	152,0		168,0	163,7	399	62,9	62,9
214	139,3	138,0		150,9	150,0	454	61,8	61,2
303	123,7	123,3		132,3	132,5	513	71,9	79,4
370	98,1	98,0		104,9	104,9	585	152,7	151,1
415	78,0	78,0		82,9	82,9	648	152,0	151,0
475	64,0	64,0		72,1	78,0			
514	64,8	54,5		78,4	171,0			
565	144,0	136,0		181,0	165,5			
603	164,0	149,0		125,0				

Manganstahl.

Stab mit 4 % Mn, 0,45 % C Länge 39,2 cm Gewicht 11,135 gr.			Stab mit 5,67 % Mn, 0,32 % C Länge 39,2 cm Gewicht 11,754 gr.			Stab mit 7,8 % Ni, 0,46 % C Länge 39,6 cm Gewicht 11,116 gr.		
755	161,8	142,2	750	148,7	148,1	750	1,2	
−190	182,9	166,1	125	138,0	136	−190	151,9	144
125	164,3	162,5	355	135,0	123,1	157	163,2	163,2
355	70,3	69,1	594	165,0	153,5	315	177,0	176,4
594	75,5	93,5				479	182,9	182,0
						618	217,5	214,8
						−190	234,9	230,4
						594	205,9	205,9
						−190	210,0	209,4
						534	204,8	204,1

Über die Koerzitivkraft der selbsthärtenden Stahlsorten (der Boreasstahl ausgenommen) liegen noch keine Arbeiten vor. Falls dieselbe nicht zu gering ist, könnte in Fällen, in denen nicht so sehr ein starker remanenter Magnetismus als eine gleichmässige Härte zum Zwecke einer überall gleichen Koerzitivkraft erfordert ist, sehr wohl Magnete aus selbsthärtendem Stahl verwendet werden.

Mit Ausnahme des Boreasstahls haben sich die selbsthärtenden Stahlsorten noch nicht in die Praxis eingebürgert.

§ 10. Haltbarkeit der Magnete und Mittel dieselbe zu erreichen.

Die bis zur Sättigung magnetisierten Magnete sind sehr wenig haltbar. Erschütterungen, Temperaturänderungen, langsames Anlassen bei gewöhnlicher Temperatur etc. ändern den Magnetismus mit der Zeit sehr merklich. Lamont fand im Jahre 1848, dass ein zu Messungen bestimmter Magnet in einzelnen Monaten 0,0003-0,0032 vom gesamten Moment verlieren konnte, während sich die Jahresverluste auf 0,006-0,0174 beliefen. Es versteht sich, dass in geaichten Messinstrumenten solche Änderungen der Magnete sehr lästig sind. Man suchte die Magnete früher dadurch konstanter zu machen, dass man dieselbe viele Male hintereinander einer Temperatur von 30° aussetzte und dann wieder bis auf Null abkühlte. Die Haltbarkeit wurde damit nur sehr unvollkommen erreicht. Das beste Mittel dem Übelstande abzuhelfen war und blieb in Messinstrumenten sehr alte Magnete zu verwenden, welche mit der Länge der Zeit gegen schädliche Einflüsse unempfindlich geworden waren.

Strouhal und Barus entdeckten nun in dem Anlassen der Magnete in mässiger Temperatur ein bequemes Mittel dieselben künstlich zu « altern » [1].

Bei der Untersuchung des Einflusses der Temperatur auf Magnete machen Strouhal und Barus darauf aufmerksam, dass neben der Änderung des Magnetismus gewöhnlich auch eine Änderung der

[1] Wied. Ann. 1883, p. 622 ff.

Natur des Stahles einhergeht. Beide Erscheinungen von einander getrennt zu studieren, ist manchmal schwierig, weil sie nicht nur gewöhnlich mit einander auftreten, sondern auch noch in ursächlichem Zusammenhange mit einander, stehen. Bestimmen wir also die Änderung des remanenten Magnetismus durch Wärme, so erhalten wir dieselbe gewöhnlich als Ergebnis zweier Einwirkungen, nämlich der Wirkung der Wärme für sich allein und dann derjenigen der Naturänderung des Stahles. Die letztere bezieht sich auf die Härte, die Magnetisierbarkeit und die Koerzitivkraft.

Str. und Bar. stellten ihre Versuche nur an Silberstahl an. Dieselben gelten indessen für alle nicht selbst härtenden Stahlsorten und auch für den Boreasstahl von Böhler.

Die folgende Tabelle, die von Str. und Bar. für zwei Silberstahldrähte vom Dimensionsverhältnis 119 aufgestellt wurde, veranschaulicht die überaus günstige Wirkung des langsamen Anlassens. Die Drähte wurden glashart gemacht, dann bis zur Sättigung magnetisiert und darauf im Wasserdampf einer Temperatur von 100° ausgesetzt. Draht II wurde nach jedem Anlassen wieder frisch bis zur Sättigung magnetisiert, um den Verlauf der Magnetisierbarkeit mit dem Anlassen kennen zu lernen. Der jeweilige Härtegrad ist durch den elektrischen Widerstand angegeben. Es bedeutet in der Tabelle W den Widerstand der Drähte gemessen bei der Temperatur t und umgerechnet auf einen Meter Länge; s den spez. Widerstand umgerechnet auf einen Würfel von 1 cm^3 und

bezogen auf 0°; Psp. den spez. Magnetismus pro Gewichtseinheit nach dem Anlassen und Psp.* den spez. Magnet des Drahtes II nach jeder frischen Magnetisierung. t gibt die Temperatur bei den Beobachtungen an.

Abnahme des Härtegrades, des Magnetismus und der Magnetisierbarkeit mit fortschreitendem Anlassen.

	Draht I				Draht II				
	W in 10^{-6} Ohm	t	s	Psp. CGS	W in 10^{-6} Ohm	t	s	Psp. CG	Psp.*
Glashart	0,755	18,3	39,5	62,6	0,761	18,5	39,9	—	62,5
10′ in 100°	0,741	18,7	38,7	59,5	0,746	18,7	39,1	59,7	62,4
20′ »	0,724	20,1	37,6	56,0	0,728	20,1	38,0	58,2	61,9
30′ »	0,708	21,0	36,7	52,6	0,712	21,0	37,1	57,5	60,6
1h »	0,689	19,9	35,7	50,0	0,693	20,0	36,1	56,5	60,2
2h »	0,671	20,2	34,8	47,3	0,676	20,1	35,2	56,1	59,5
3h »	0,656	18,7	34,1	46,1	0,660	18,7	34,5	56,4	59,4
4h »	0,646	19,2	33,5	45,1	0,651	19,0	33,9	56,5	59,3
5h »	0,639	20,0	33,1	44,3	0,644	20,0	33,5	56,3	59,1
6h »	0,634	19,9	32,8	43,8	0,638	19,9	33,2	56,5	59,0

Man ersieht aus der Tabelle, dass beim fortschreitenden Anlassen sowohl die Härte als der spez. Magnetismus sich einem Grenzwert nähern, auf welchen noch weitere Erwärmungen fast keinen Einfluss mehr haben. Das nämliche gilt von der Magnetisierbarkeit des Drahtes II. Man beachte, dass der Grenzwert des permanenten Magnetismus grösser ist, wenn der Magnet, nachdem er bereits einige Zeit angelassen wurde, wieder bis zur Sättigung magnetisiert

wird. Es haben weitere Versuche auch ergeben, dass der Stahl nicht schon zum vornherein magnetisiert zu werden braucht. Man kann ohne Nachteil die Magnetisierung erst vornehmen, nachdem der Grenzzustand der Härte bereits erreicht ist. Auf alle Fälle muss aber nach der Magnetisierung das Anlassen noch eine Zeitlang fortgesetzt werden, es sei denn, dass man das Verfahren der partiellen Entmagnetisierung vorzieht, das weiter unten besprochen werden wird.

Setzen wir den Magnet der Temperatur von 100° noch länger aus, etwa 12-20 Stunden, so haben seine spez. Daten sämtlich eine solche Konstanz erhalten, dass noch weitere Erwärmungen, welche 100° nicht übersteigen, keine nachweisbaren permanenten Änderungen mehr hervorbringen.

Die Einbusse an Magnetismus beim Anlassen haben Str. und Bar. vom Dimensionsverhältnis abhängig gefunden [1].

So ergaben sich

für Dimensionsverhältnisse von . .	119	35	14
Verl. in % vom maxim. Magnetismus	30	49	67

Jedenfalls sind diese Verluste auf die entmagnetisierende Kraft zurückzuführen, die eben für diese drei Dimensionsverhältnisse sehr verschieden ist.

In der Tabelle für den Draht II kann man auch die Wirkung der Wärme allein beobachten. Nachdem der Grenzzustand der Härte erreicht ist, kann angenommen werden, dass die Natur des Stahles, durch

[1] l. c.

Temperaturen, die nicht höher sind als die angewandte Anlasstemperatur keine Änderungen mehr erleidet. Die Wärme mindert aber den Magnetismus des gesättigten Drahtes gleichwohl herab. Die gleiche Wirkung auf gesättigte Magnete haben auch noch niedrigere Temperaturen, sogar die gewöhnliche. Sehr kurze Erwärmungen, welche die obere kritische Temperatur nicht übersteigen, haben ebenfalls nur geringen Einfluss auf die Härte, selbst wenn der Stahl glashart ist (Tabelle für den Draht I); allein auch sie schwächen den Magnetismus sehr merklich. Man sieht also, dass die Wärme ohne das Mittel der Härteänderung ungünstig auf gesättigte Magnete wirkt. Hieraus ergibt sich die Notwendigkeit, diese nach der Magnetisierung nochmals anzulassen, um sie möglichst konstant zu machen.

Mit steigenden Anlasstemperaturen werden die magnetischen Eigenschaften des Stahles immer mehr verschlechtert, allein die Grenzzustände stellen sich früher ein, in 150-200° bereits nach 5-7 Stunden. Über den Verlauf der magnetischen Grenzzustände bei verschiedenen Anlasstemperaturen und die quantitativen Unterschiede derselben für einige der wichtigsten Stahlsorten belehrt uns folgende Tabelle der Frau Curie [1]. Es ist darin auch die Koerzitivkraft untersucht, wodurch die Untersuchungen Curie's über diesen Gegenstand noch wichtiger werden als diejenigen von Str. und Bar.

[1] l. c.

Wirkungen des Anlassens auf die Magnete.

	Carbonstahl 0,84 % C		Allevardstahl		Molybdänstahl	
	Hc	Jr	Hc	Jr	Hc	Jr
Stahl nicht angelassen	51	222	69	574	79	429
Stahl angel. 3h in 100°	45	415	65	583	73	433
10h »	45	396	63	549	71	418
16h »	44	397	62	544	70	416
24h »	44	390	61	540	70	413
Dazu noch 8 1/2h in 150°	37	363	46	465	50	417
7 1/2h in 200°	28	310	37	401	40	382
Totaler Verlust in % nach dem Anlassen						
bei 100°	13	8	12	6	12	4
bei 200°	41	27	47	33	50	11

	Allevard. Stab I		Allevard. Stab II		Bæhler Böreas		Molybdänstahl B	
	Hc	Jr	Hc	Jr	Hc	Jr	Hc	Jr
Stahl nicht angelassen	70,7	561	70,7	579	79,8	336	82,5	496
Stahl angel. 7h in 60°	69,7	572			78,3	340	79,7	494
42 »	69,9	564			79	339	79,8	490
52 »			69,6	579				

Die Grenzwerte der magnetischen Eigenschaften des Stahles sind also mit steigender Anlasstemperatur immer niedriger. Noch mehr als der remanente Magnetismus wird die Koerzitivkraft durch die Wärme geschwächt. Da dieselbe gewöhnlich noch

wichtiger ist als eine hohe Remanenz, so ist eine Anlasstemperatur von 60° derjenigen von 100° vorzuziehen. Die Dauer des Anlassens ist aber entsprechend länger und beträgt 40-50 Stunden.

Nach der letzten Magnetisierung muss nach Str. und Bar. das Anlassen noch einige Stunden fortgesetzt werden. Statt dessen lässt sich ein anderes Verfahren befolgen, das darin besteht, den remanenten Magnetismus durch einen konträren Strom teilweise zu vermindern. Man begnügt sich im allgemeinen mit einer Reduktion desselben um etwa einen Zehntel seines maximalen Betrages. Die hiemit erreichten Vorteile sind die nämlichen wie die des zweiten Anlassens. Dieses Verfahren ist besonders dann zu empfehlen, wenn die Magnete in 60° angelassen werden, weil sich in diesem Falle das zweite Anlassen zu sehr in die Länge ziehen würde.

Die zur besagten Entmagnetisierung benötigten Felder variieren mit der Koerzitivkraft der Magnete.

Sl. Curie entmagnetisierte

einen Carbonstahl (0,5 % C, $\mathfrak{H}c = 21$) um $\frac{1}{10}$ in		3,5	CGS
einen Allevardstahl angelassen in 60°	($\mathfrak{H}c = 70$)	» 13,5	»
einen Allevardstahl nicht angelassen	($\mathfrak{H}c = 71$)	» 13,	»
einen Boreasstahl angelassen in 60°	($\mathfrak{H}c = 78$)	» 27,5	»
einen Molybdänstahl angelassen in 60° . . .	($\mathfrak{H}c = 80$)	» 21,5	»

Setzt man die Magnete noch höhern Feldern aus, so werden sie natürlich noch mehr entmagnetisirt. Schwächere Felder hingegen können ihr Moment nicht weiter vermindern wie man sich auch durch den blossen Anblick der Magnetisierungskurve überzeugen kann. Die zum zweiten Mal angelassenen Magnete verhalten sich diesbezüglich ähnlich. Es kann überhaupt eine jede Verminderung des remanenten Magnetismus, gleichviel auf welche Weise sie verursacht wurde den noch verbleibenden Teil desselben dem schädlichen Einfluss schwacher entmagnetisierender Kräfte entziehen.

Durch das künstliche « Altern » sind also die Magnete nicht nur gegen Temperatureinflüsse sondern auch noch gegen schwache Felder (etwa derjenigen der Messströme in elektrischen Messinstrumenten) unempfindlich geworden.

Auf Grund der Untersuchungen von Str. und Bar. und der Frau Curie kann man nun rekapitulierend folgendes Verfahren für das künstliche Altern der Magnete angeben :

1. Der Stahl werde bei der günstigsten Härtungstemperatur gut gehärtet (in H_2O oder Hg.) ;

2. alsdann werde er entweder in 100° 12-20 Stunden oder noch besser in 60° 40-50 Stunden angelassen ;

3. nachher magnetisiere man den Stahl bis zur vollständigen Sättigung und

4. entmagnetisiere man ihn um $\frac{1}{10}$ wenn er in 60 angelassen wurde, wenn er aber in 100° angelassen wurde, so setze man ihn dieser Temperatur noch weitere 4-5 Stunden aus oder man entmagnetisiere ihn um $\frac{1}{10}$.

§ 11. Spezifische Induktionskonstanten angelassener Magnete.

Temperaturkoeffizient.

Schwache Felder die einen gewissen Wert nicht übersteigen, können in « gealterten » Magneten keine permanenten Änderungen der Induktion mehr hervorbringen, wohl aber vorübergehende, die gerade so lange dauern als die Einwirkung. Man nennt diese Änderungen Induktionskonstanten. Dieselben müssen sorgfältig studiert werden, weil von ihnen die Genauigkeit und Zuverlässigkeit vieler Messinstrumente abhängt.

Zur Veranschaulichung des Einflusses schwacher Felder seien hier einige Versuchsreihen von H. Sack[1] angeführt. Die Untersuchungen beziehen sich auf ein Parallelipiped und einen Hohlcylinder aus dem nämlichen Material, die sorgfälltig nach Str. und Bar. angelassen worden waren. Beim Parallelipiped und auch einige Male beim Hohlcylinder wurden mit dem nämlichen Felde zwei Versuche ausgeführt. Für das Verschwinden des Feldes ist indessen stets das Mittel aus den zwei Bestimmungen angegeben. $\dot{+}$ $\triangle$ ist die

[1] Wied. Ann. XXIX, S. 63, 1896.

Zu- oder Abnahme des spezifischen Magnetismus (pro Gewichtseinheit).

Induktionskonstanten für cm Parallelipiped.

Feld	△ für verstärkenden Strom		△ für schwächenden Strom	
	Schluss	Öffnen	Schluss	Öffnen
0,89	+ 0,309		— 0,300	
	+ 0,300	— 0,299	— 0,303	+ 0,299
1,53	+ 0,311		— 0,307	
	+ 0,301	— 0,300	— 0,304	+ 0,300
2,06	+ 0,305		— 0,309	
	+ 0,301	— 0,301	— 0,302	+ 0,302
3,52	+ 0,316		— 0,317	
	+ 0,305	— 0,302	— 0,307	+ 0,304
4,63	+ 0,315		— 0,317	
	+ 0,307	— 0,303	— 0,308	+ 0,305

Induktionskonstanten für einen Hohlcylinder.

Feld	△ für verstärkenden Strom		△ für schwächenden Strom	
	Schluss	Öffnen	Schluss	Öffnen
0,23	+ 0,225	— 0,225		
0,60	+ 0,228	— 0,230		
1,09	+ 0,228	— 0,232		
2,15	+ 0,235	— 0,233	— 0,249	
			— 0,235	+ 0,232
2,36	+ 0,235	— 0,235	— 0,241	
			— 0,237	+ 0,236
3,67	+ 0,236	— 0,236	— 0,251	
			— 0,239	+ 0,237
	nach zwei Tagen			
0,25	+ 0,234	— 0,233		
0,60	+ 0,233	— 0,232		
1,52	+ 0,236	— 0,234	— 0,238	+ 0,242
2,14	+ 0,237	— 0,238	— 0,235	+ 0,235
3,07	+ 0,238	— 0,239	— 0,235	+ 0,237
4,49	+ 0,240	— 0,236	— 0,253	
5,07	+ 0,239	— 0,237	— 0,241	+ 0,238
			— 0,245	
			— 0,239	+ 0,238

Wie uns diese Tabellen lehren verschwindet mit dem schwachen Felde auch die von ihm hervorgebrachte Änderung des spez. Magnetismus fast total wieder. Jedenfalls kann die Summe mehrerer hintereinander erfolgter Verstärkungen und Schwächungen

durch fast gleiche Felder gleich Null gesetzt werden. Für positive und negative Felder sind die Induktionskonstanten nahezu gleich. Sie wachsen langsam mit der induzierenden Kraft aber nicht proportional zu ihr. Hieraus folgt, dass wir bei der Kalibrierung eines Galvanometers viele Teilpunkte empirisch bestimmen müssen. Man beachte auch, dass, wenn die gleiche Kraft zweimal gewirkt hat, die Induktionskonstanten das zweite Mal immer kleiner sind. H. Sack fand, dass die temporäre Änderung des Momentes zuletzt einen konstanten Wert annahm, nachdem er die gleiche Kraft mehrere Male nacheinander hatte wirken lassen. Dies lehrt uns, dass wir bei der Kalibrierung eines Galvanometers und auch nachher bei elektrischen Messungen den Strom mehrmals unterbrechen müssen bevor wir eine Ablesung machen.

Die spezifischen Induktionskonstanten sind von der Form der Magnete abhängig. In den vorigen Tabellen sind sie für das Parallelipiped bedeutend grösser als für den Hohlcylinder. Wahrscheinlich spielt hiebei die Koerzitivkraft eine Rolle, die mit den Formverhältnissen der Magnete infolge der ungleichmässigen Härtung variiren muss. Bei massiven Stäben ist überdies der entmagnetisierenden Kraft eine grössere Fläche ausgesetzt als bei gleich starken Hohlcylindern.

Vermutlich sind in Magneten aus selbsthärtendem Stahl, der in der ganzen Masse sehr gleichförmig erhärtet. Die Induktionskonstanten von den Formverhältnissen weniger abhängig als in Magneten aus gewöhnlichem Stahl. Der Einfluss der chemischen

Zusammensetzung des Stahles ist noch zu untersuchen.

Die vorhin untersuchten Magnete aus Silberstahl schienen durch eine Feldkraft von 5,07 CCS Einheiten noch keine permanenten Änderungen erlitten zu haben. Die Felder denen ein Magnet ohne dauernd geändert zu werden widerstehen kann hängen jedenfalls von dessen Koerzitivkraft ab. Auf alle Fälle ist die grösste Vorsicht erfordert, da man im Allgemeinen nicht weiss, inwieweit die entmagnetisierende Kraft selbst schon wirkt. Um diese letztere klein zu machen, könnte es oft geraten sein den Magnetismus eines Messmagneten sehr stark zu reduzieren, besonders in Fällen, in welchen eine starke Magnetisierung den Magneten gegen die Einwirkung der zu messenden Ströme oder Magnete nicht empfindlicher machte z. B. in der Tangmetenbussole und im Magnetometer.

Wie schon früher bemerkt wurde, verhalten sich die teilweise entmagnetisierten Magnete ähnlich wie die zum zweiten Male angelassenen. Es bleibt indessen noch zu untersuchen, ob eine dieser zwei Klassen der andern in der Widerstandskraft gegen schwächende Einflüsse bei gleich starken Magnetisierungen überlegen ist.

Durch eine starke Entmagnetisierung könnte man die Widerstandskraft eines Magnets gegen dauernde Änderungen wohl erhöhen. Allein die spezifischen Induktionskonstanten werden dann nach Sl. Curie ebenfalls grösser. Dieselben sollen indessen vermindert werden können, wenn die Entmagneti-

sierung in einem alternierenden Felde geschieht, das allmählich bis auf Null abnimmt.

Temperaturen, die unter derjenigen liegen, in welcher der Magnet angelassen wurde, können den Magnetismus, wie schon bemerkt, ebensowenig dauernd schwächen wie schwache Felder. Von vorübergehenden Änderungen sind sie aber immer noch begleitet. Diese sind aber im allgemeinen sehr gering. Bezeichnen wir die Induktion bei der Temperatur $t_0°$ mit $\mathfrak{B}_0$ und bei der Temperatur $t°$ mit $\mathfrak{B}$, so wird $\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_0 [1 - q (t - t_0) - q_1 (t - t_0)^2]$ gesetzt. Hierin sind q und q_1 Konstante. Da nun q_1 meistens vernachlässigt werden kann so folgt, dass die Änderung der Magnetisierung des Eisens der Temperaturänderung einfach proportional ist. q ist alsdann der Temperaturkoeffizient. Derselbe ist negativ d. h. die Magnetisierung wird durch die Erwärmung geschwächt und durch die Abkühlung verstärkt. Bei angelassenen Magneten liegt der Temperaturkoeffizient zwischen 0,0001 und 0,0003 ; er ist von der Zusammensetzung des Stahles und den Formverhältnissen abhängig.

§ 12. Mechanische Einwirkungen auf permanente Magnete.

Erschütterungen. Während der Magnetisierung wird das induzierende Feld durch Erschütterungen unterstützt und zwar um so mehr je heftiger dieselben sind. Die Vertikalkomponente des Erdmagnetismus ist im stande einen Stahlstab merklich zu magnetisieren, wenn er vertikal gehalten und

heftig geschlagen wird. Wenn ein Stab durch einen konträren Strom teilweise entmagnetisiert worden ist, so kann sein Magnetismus durch Erschütterungen wieder eine Zunahme erfahren. Wird ein Stab nach der Magnetisierung erschüttert, bevor noch der Magnetismus irgendwie vermindert worden ist, so erleidet er im allgemeinen eine bedeutende Schwächung, und zwar sind die Verluste von der Härte und der Koerzitivkraft abhängig, letztere fallen also nicht nur für jeden Stahl verschieden aus sondern variieren auch noch mit der Behandlung, welche die Magnete erfahren haben. Nach den Untersuchungen von Cheesmann[1] und Sl. Curie widerstehen glasharte Magnete der Entmagnetisierung durch Erschütterungen am besten; ihre Widerstandskraft nimmt ab in je höhern Temperaturen sie angelassen werden.

Die Verluste, welche ein Magnet durch gleich starke Erschütterungen erleidet übersteigen nicht einen gewissen Wert, denn es bilden sich allmählich Grenzzustände aus, auf welche noch weitere gleich heftige Erschütterungen keinen Einfluss mehr ausüben.

Magnete, welche nach dem Verfahren von Str. und Bar. zuerst angelassen, dann magnetisiert und wieder angelassen wurden, erleiden durch Erschütterungen keine Verluste mehr. Str. und Bar. haben einen Magneten mit sehr kleinen und somit ungünstigem Dimensionsverhältnis absichtlich zuerst

[1] Aus « Der Elektramagnet », v. Silv. Th. Cheesmann, Inauguraldissertation.

nur 4 Stunden in H_2O gekocht, darauf magnetisiert und dann wieder nur zwei Stunden gekocht. Der Grenzzustand der Härte war also noch nicht erreicht. Dieser Magnet gab auf dem Magnetometer einen Ausschlag von 27 Skalenteilen. Nachdem derselbe auf einem Holzblock 30 mal senkrecht zur magnetischen Axe und 20 mal in der Richtung derselben heftig geschlagen wurde, zeigte er noch einen Ausschlag von 26,97. Der Verlust war also bereits kaum zu beobachten. Magnete, welche den Grenzzustand der Härte vollkommen erreicht hatten, erlitten durch die heftigsten Erschütterungen keine nachweisbaren Verluste mehr.

In teilweise entmagnetisierten Magneten, die vorher angelassen worden waren, hängen die Verluste von dem Grade der Entmagnetisierung ab. Sl. Curie fand, dass für Wolframstahl von Allevard eine Entmagnetisierung von 10 % der maximalen Induction vollkommen genügte, um ihn gegen die heftigsten Erschütterungen vollkommen unempfindlich zu machen. In weichen Stahlsorten muss die Entmagnetisierung oft 40 % und mehr betragen. Für harte fand indessen Sl. Curie eine Entmagnetisierung um $\frac{1}{10}$ des maximalen Betrages mehr als genügend.

Torsion. Wird ein fertiger Magnetstab wiederholt tordiert, so nimmt der Magnetismus anfangs bei jeder Torsion ab. Geschieht die Torsion stets nach der nämlichen Seite, so bringt dieselbe nach kurzer Zeit keine Verluste mehr hervor. Sobald aber nach der entgegengesetzten Seite des Stabes tordiert wird, so erleidet der Stab abermals einen Verlust. Nach

wiederholten Hin- und Herdrehungen strebt der Magnetismus im Zustande der Detorsion des Stabes einem Grenzwert zu. Dies veranschaulicht folgende Tabelle, [1] welche Wiedemann für einen Stahlstab, der wiederholt um 30° hin- und hergedreht wurde, aufgestellt hat. Derselbe zeigte nach

Drehungen	0	10	20	30	40	50	60	80	100	120
Magnetismus	496,4	68,2	60,2	59	57,7	57,5	56,8	55,9	54,9	54,5

Wenn die Drehungen abwechselnd nach rechts und links erfolgen, so kann der Grenzwert des Magnetismus verschieden sein je nach der Lage, aus welcher der Stab in den Zustand der Detorsion zurückkehrt. Wurde der nämliche Stab, für welchen die vorige Versuchsreihe aufgestellt wurde, abwechselnd um 30° nach rechts und links (r, l) gedreht, so ergab sich für diese beiden Drehungen und für den Zustand der Detorsion (o) folgende Tabelle :

Torsion	r	o	l	o	r	o	l	o	r	o
Magnetismus	59,4	57,1	53	54,4	59,4	57,2	53	54,5	59,4	57,1

Diese Tabelle zeigt auch, dass der Magnetismus, nachdem er durch wiederholte Hin- und Herdrehungen des Stabes im Zustande der Detorsion konstant geworden ist, durch eine Torsion nach der einen Seite eine Zunahme und nach der andern Seite eine Abnahme erfährt. Bei der Detorsion tritt eine Art Hysteresis ein, indem der Endwert des Magnetismus grösser ist, wenn der Stab aus der Lage des Maximums, dagegen kleiner, wenn er aus der Lage

[1] Wied. Electricitätslehre III.

des Minimums in den gewöhnlichen Zustand zurückkehrt.

Interessant ist die Thatsache, dass die Torsion den Magnetismus eines Stabes, welcher teilweise entmagnetisiert worden ist, zuerst bis zu einem Maximum verstärkt und dann wieder vermindert. Wird ein Magnet verschieden stark entmagnetisiert und jedesmal tordiert, so tritt das Maximum des Magnetismus bei immer höhern Werten der Torsion ein und kann zuletzt gar nicht mehr erreicht werden. Die folgende Tabelle [1] veranschaulicht die Wirkung der Torsion auf teilweise entmagnetisierte Stäbe. Die erste Kolumne gibt den ursprünglichen Magnetismus der Stäbe an, die zweite denjenigen, welche die Stäbe nach der teilweisen Entmagnetisierung noch hatten, die folgenden aber denjenigen, welchen die Stäbe im tordierten Zustande hatten, wenn sie um die über jeder Kolonne angegebene Anzahl Grade tordiert worden waren.

$\mathfrak{M}$	$\mathfrak{M}$	10°	20°	30°	40°	50°	60°
205	**174,0**	154,0	137,0	126,0	118,0	111,0	109,0
209	91,0	**92,5**	89,7	84,3	80,7	78,0	76,0
185	71,1	**73,6**	72,5	69,5	66,3	64,6	63,5
190	51,5	57,0	**59,5**	58,0	57,5	57,0	56,5
180	37,5	41,8	45,6	46,8	**47,0**	46,8	46,5
185	29,0	34,5	39,5	42,0	42,6	**43,5**	43,5
180	5,0	14,5	20,8	23,2	25,6	28,2	29,0
180,5	1,0	1,8	14,0	18,0	21,6	22,3	—

Die **Biegung** scheint ähnlich zu wirken, wie die Torsion ; ihr Einfluss ist indessen noch nicht genau studiert worden.

[1] l. c.

Fromme hat gefunden, dass die verschiedensten mechanischen und elektrischen Einwirkungen auf Magnete wie: Erschütterungen, Torsion, Biegung, Schwingungen, alternierende Ströme etc. nicht nur den Magnetismus sondern auch die Natur des Stahles beeinflussen [1]. Fromme prüfte die Natur des Stahles nach jeder Einwirkung nach dem Verhalten desselben schwachen Feldern gegenüber. Es ergab sich, dass jede Einwirkung im Stahl eine für sie charakteristische Änderung horvorbringt und dies gleichviel ob der Stahl magnetisiert ist oder nicht.

Zur Vergleichung der Zustände, in welche der Stahl durch verschiedenartige Einwirkungen versetzt wird, diene folgende Tabelle. Ein Stahlstab wurde nacheinander in geglühtem Zustande erschüttert, gebogen, tordiert und erwärmt. Nach jeder Einwirkung wurde der Stab durch ein und dieselbe schwache Kraft magnetisiert.

Stab geglüht Magnet. 36	geglüht + Schwingungen 7,1	geglüht + Erschütterungen 6,5
geglüht + Biegung Magnet. 15,4	geglüht + Torsion 15,5	geglüht + Erwärmung 29,6

[1] Wied. Ann. LXI, S. 55.

Wie Erschütterungen wirken auch alternierende Felder, die allmählich gegen Null konvergieren. Man sieht, dass die Permeabilität des Stahles, nach dem frischen Ausglühen für schwache Felder am grössten ist, durch die verschiedenartigen Einwirkungen in ungleicher Weise herabgesetzt wird. Erschütterungen und Schwingungen vermindern dieselbe am meisten; nach der Erwärmung ist sie kaum kleiner als nach dem frischen Ausglühen.

Es lässt sich aus der Arbeit Frommes nicht ersehen, ob die für die betreffenden Einwirkungen charakteristischen Grenzzustände im Stahl erreicht waren und ob die obigen Resultate auch für diese gelten. Dieses letztere lässt sich aber erwarten. Aus dem Umstande, dass alternierende Felder, die allmählich bis auf Null abnehmen, ähnlich wirken wie Erschütterungen lässt sich schliessen, dass durch Wechselströme partiell entmagnetisierte Magnete bedeutend kleinere Induktionskonstanten haben müssen als nach dem Verfahren von Strouhal und Barus zum zweiten Male angelassene.

§ 13. Tragkraft eines permanenten Magnets.

Die Kraft auf einer Polfläche, auf welche die Kraftlinien, von denen wir voraussetzen wollen, dass sie sämtlich der Axe des Magnets parallel laufen, aus dem Innern des Metalls senkrecht ausmünden ist $= 2\pi\sigma_f$. Wenn ein Anker einen solchen Pol auf der Fläche S berührt und dabei die Dichte des freien Magnetismus σ_f' erlangt, so wird derselbe mit der Kraft

$2\,\pi\,\sigma_f\,\sigma_f' S$ festgehalten. Haben Magnet und Anker dieselbe Permeabilität und stehen beide unter dem Einfluss eines homogenen äussern Feldes oder eines Stromes so wird $\sigma_f' = \sigma_f$. Es wird dann die Zugkraft zwischen Magnet und Anker $= 2\,\pi\,\sigma_f^2 S$. Ist aber der Anker nur durch den Magnet magnetisiert, wie dies ja bei permanenten Magneten stets der Fall ist, so muss σ_f' stets kleiner bleiben als σ_f. Es ist nämlich, da durch das Vorlegen des Ankers der vom Magneten ausgehende Kraftfluss nicht geändert wird $4\,\pi\,\sigma_f = 4\,\pi\,\sigma_f' +$ Kraft im Anker $= 4\,\pi\,\sigma_f' + \frac{4\,\pi\,\sigma_f}{\mu}$.

Hierin ist μ auch beim weichsten Eisen nicht so gross, dass $\frac{4\,\pi\,\sigma_f}{\mu}$ vernachlässigt und somit $\sigma_f' = \sigma_f$ gesetzt werden könnte.

Die wirkliche Tragkraft bleibt bedeutend hinter dem Wert $2\,\pi\,\sigma_f\sigma_f' S$ zurück, da dieselbe für den Fall einer gleichförmigen Magnetisierung gilt, während in Wirklichkeit die Kraftlinien stets divergieren, so dass in der Zugrichtung nur eine Komponente der Kraft zur Geltung kommt.

Man hat früher oft versucht die wirkliche Tragkraft durch experimentelle Formeln richtiger auszudrücken. Häcker setzt dieselbe $= a \sqrt[3]{P^2}$, worin a eine Konstante und P das Gewicht des Magnets bedeutet. Nach Silv. Thompson drückt diese Formel nichts anderes aus, als dass die Tragkraft dem Querschnitt des Magnets proportional sein soll, da die dritte Wurzel aus dem Gewicht der Länge und diese im Quadrat dem Querschnitt proportional ist. Die unzu-

verlässigkeit der Formel leuchtet sofort ein, da dieselbe die nicht zutreffende Voraussetzung enthält, dass der freie Magnetismus dem Querschnitt der Magnete proportional zunehme.

Die Tragkraft der Magnete hängt ab von der Form der Anker und der Pole. Sie ist am grössten zwischen ebenen und konvexen Flächen. Sehr deutlich zeigen dies einige Versuche von Nikles [1], welcher für die Tragkraft zwischen ebenen und konvexen Polen und Ankern folgende Werte fand :

	konvexer Pol	ebener Pol
konvexer Anker	300 gr.	600 gr.
cylindrisch gefeilter Anker	300 »	540 »
ebener Anker.	610 »	450 »

(Beachtenswert ist, dass aus Elektroden von welchen die eine konvex und die andere eben ist, auch die längsten Funken gezogen werden können.) Die Vermehrung der Tragkraft, welche durch die Abrundung des Ankers oder der Magnetenden erzielt wird, ist jedenfalls darauf zurückzuführen, dass die Kraftlinien, welche beim Austritt aus dem Magneten oder Anker eine Brechung erfahren je nach der Krümmung der brechenden Flächen der Zugrichtung mehr oder weniger parallel gerichtet werden. Es dürfte geraten sein bei Hufeisenmagneten ebene und konvexe Flächen abwechselnd aufeinander folgen zu lassen. Die Versuche von Nikles zeigen ja, dass es

[1] Nikles, Electroaimants, p. 27, 1860. — Wied. Electricitätslehre III.

bei dem Magneten, den er untersuchte, nicht gleichgiltig war, ob die Kraftlinien aus einer ebenen oder konvexen Fläche ausmüdeten. Eine allgemeine Regel für die Krümmung der brechenden Flächen lässt sich nicht aufstellen, da die Brechung von den Permeabilitäten der Magnete und Anker und der Kraftlinienrichtung im Innern der Magnete abhängt. Ist sowohl der Magnet wie der Anker eben, so ist die Tragkraft keineswegs bei direkter Berührung am grössten, da sich der Anker vor dem Abreissen gewöhnlich nach der einen Seite neigt. Eine dünne Schicht eines unmagnetischen Mittels zwischen Magnet und Anker vermehrt die Tragkraft.

Anker dürfen den Magneten nur langsam genähert werden, um den Magnetismus nicht durch Foucaultströme zu schwächen. Man setzt dieselben am besten in der neutralen Zone auf und rückt sie so gegen die Enden hin. Umgekehrt ist schnelles Abreissen zu empfehlen.

§ 14. Entmagnetisierung eines Magnets.

Ein Magnet kann auf dreifache Weise entmagnetisiert werden : Durch Ausglühen, durch konträren Strom und durch alternierende Felder, die allmählich gegen Null konvergieren.

Das Ausglühen, nämlich die Erhitzung des Magnets über die obere kritische Temperatur, ist das wirksamste Entmagnetisierungsmittel, allein durch dasselbe wird die Natur des Stahles (Koerzitivkraft, Magnetisierbarkeit) geändert. Wenn eine solche Ände-

rung vermieden werden soll, so ist das Ausglühen natürlich nicht anwendbar.

Ein konträrer Strom kann die Magnetisierung wohl auf Null reduzieren, allein der Stahl wird durch denselben nicht in den sogenannten neutralen Zustand übergeführt, welcher dadurch ausgezeichnet ist, dass schwache Kräfte im Stahl keinen remanenten Magnetismus hinterlassen. In diesem Zustande befindet sich der Stahl, wenn er entweder noch nie magnetisiert oder ausgeglüht worden ist. Ein durch konträren Strom entmagnetisierter Stahl kann den Magnetismus Null zeigen, während seine einzelnen Teile alle magnetisiert sind, die einen in dieser Richtung die andern in der entgegengesetzten. Gegen die Enden hin ist der Stab zuerst entmagnetisiert und kann daselbst bereits einen bedeutenden negativen Magnetismus annehmen bevor die Mitte den Magnetismus Null zeigt. Der Grund dieser ungleichmässigen Entmagnetisierung, für welche man bisher keine Erklärung wusste ist einfach folgender : Wegen der entmagnetisierenden Kraft sind nicht alle Teile des Stabes gleich magnetisiert worden und besitzen deswegen auch nicht dieselbe Koerzitivkraft. Längs der Axe ist diese kleiner als an der Peripherie, ebenso ist sie kleiner gegen die Enden hin als in der Mitte. Die Teile mit kleinerer Koerzitivkraft können nun dem entmagnetisierenden Feld weniger Widerstand entgegensetzen, woraus sich die genannte Erscheinung notwendig ergeben muss. Aus dem gleichen Grunde verhält sich auch ein durch konträren Strom entmagnetisierter Stab, dessen Gesamtmagnetismus gleich

Null ist, während die einzelnen Teile doch alle magnetisiert sind, nicht gleich gegen gleich grosse positive und negative Kräfte. Solange die Mitte noch magnetisiert ist, haben negative Kräfte daselbst einen grössern Widerstand zu überwinden als positive für Verstärkung des Magnetismus. Eine negative Kraft, die kleiner ist als die zuletzt angewandte, kann den Stab nicht weiter entmagnetisieren, während die kleinste positive Kraft den Magnetismus wieder verstärken kann.

Die Entmagnetisierung durch alternierende Felder geschieht im allgemeinen so, dass der Magnet in ein Solenoid gesteckt wird, in welchem man einen Wechselstrom mit Hilfe eines Rheostaten allmählich bis auf Null schwächt. Soll die Entmagnetisierung vollkommen gelingen, so muss das Feld der Erde in der Richtung der magnetischen Axe durch ein Hilfssolenoid kompensiert werden. Andernfalls sind die Kräfte, die nach einer Richtung wirken, stets grösser als die entgegengesetzten. Eine Kompensation ist nicht nötig, wenn die Stäbe horizontal und senkrecht zum magnetischen Muridian aufgestellt werden. Kleinere Magnete kann man auch langsam von einem stärkern Magneten entfernen, indem man sie beständig dreht oder man hebt sie aus dem Felde eines rotierenden Magneten unter beständiger Rotation heraus.

Durch alternierende Felder scheint der Stahl ebenfalls nicht vollständig in den neutralen Zustand übergeführt zu werden, da Hollitscher[1] beobachtete,

[1] Wied. Ann. S. 711, 1900.

dass in Stahl, der durch solche Felder entmagnetisiert worden war, auch ausserordentlich schwache Kräfte noch remanenten Magnetismus hinterliessen. Das einzige sichere Mittel den Stahl gegen schwache Kräfte neutral zu machen ist das Ausglühen event. mit nach folgender Erschütterung.

III.

Theorien des permanenten Magnetismus.

§ 15. Die Theorie von Weber-Ewing.

Die Theorie der Elementarmagnete, die jetzt den meisten Beifall findet, rührt in ihren Grundzügen von W. Weber her, ist aber von Ewing abgeändert und bedeutend erweitert worden. Auf Grund der Magnetisierungskurve erklärt sich Ewing die Magnetisierung wie folgt:

Die Elementarmagnete sind ohne Reibung aneinander drehbar. Infolge ihrer gegenseitigen Anziehung gleichen sie einem vollständig elastischen Gebilde, das je nach dem Stande der Magnetisierung einen mehr oder minder festen Zusammenhang hat. Im magnetisch neutralen Zustande des Materials liegen sämtliche Elementarmagnete nach allen Richtungen so durcheinander, dass sich ihre freien Magnetismusmengen gegenseitig neutralisieren. Zugleich bieten die von ihnen gebildeten Ketten in diesem Zustande der Zerreissung den grössten Widerstand. Wenn nun eine äussere schwache Kraft wirkt, werden diese Ketten oder elastischen Gebilde wohl etwas verzerrt, allein

wenn sie nicht über die Elastizitätsgrenze hinaus beansprucht worden sind, kehren sie nach dem Aufhören der Feldkraft vollständig in den neutralen Zustand zurück. Dieser Vorgang wird dargestellt durch den ersten schwach ansteigenden Teil der Magnetisierungskurve, in welchem nach dem Verschwinden des Feldes wirklich kein remanenter Magnetismus zurückbleibt. Lässt man stärkere Kräfte wirken, so werden die meisten Ketten zerrissen, worauf sich neue bilden, die dem Felde nahezu parallel sind; einige bleiben aber bestehen, nämlich die, welche dem Felde schon vorher entweder ganz oder nahezu parallel waren. Dieses Stadium der Magnetisierung wird durch den steil ansteigenden Teil der Magnetisierungskurve charakterisiert. Fällt die Feldkraft jetzt auf Null zurück so bleiben einige der neugebildeten Ketten bestehen und bilden so den remanenten Magnetismus; andere Ketten lösen sich aber wieder auf und kehren in den frühern Zustand zurück. Der remanente Magnetismus ist deswegen stets kleiner als der temporäre. Höhere Feldkräfte können, sobald die meisten Elementarmagnete derselben entweder ganz oder nahezu parallel sind, diese entweder gar nicht mehr oder doch nur wenig ablenken und somit zu dem schon bestehenden Magnetismus nicht viel hinzufügen. Ebenso wenig kann der remanente Magnetismus durch die stärksten Felder wesentlich vermehrt werden. Dies wird im dritten wieder schwach ansteigenden Teil der Magnetisierungskurve, welcher die beginnende Sättigung angezeigt, bestätigt.

Die Elementarmagnetketten, die nach dem Ver-

schwinden des Feldes in der neuen Lage verbleiben, haben nicht alle den gleichen Zusammenhang. Es sind nämlich erstens je zwei Elementarmagnete nicht in allen Punkten des Materials gleich weit von einander entfernt (z. B. infolge ungleichmässiger Beschaffenheit desselben); zweitens können die Elementarmagnete, welche in der Richtung des Feldes aufeinanderfolgen, sich auch deswegen mit ihren Enden nicht immer gleich nahe gegenüberstehen, weil sie gegen die Richtung des Feldes nicht alle gleich geneigt sind. Denn während einige Elementarmagnete dem Felde vollständig parallel sind (nämlich diejenigen, welche schon vorher in dieser Richtung orientiert waren), können andere demselben nur sehr schwer vollständig parallel gerichtet werden. Sobald eine schwache entmagnetisierende Kraft wirkt, lösen sich die Elementarmagnetketten, die am losesten zusammenhängen, sofort auf, und es bilden sich neue in entgegengesetzter Richtung. Verstärkt man die entmagnetisierende Kraft, so wird eine immer grössere Zahl von Elementarmagnetketten zerrissen und umgelagert, bis das Material vollständig entmagnetisiert ist. Geschieht die Entmagnetisierung durch ein abnehmendes alternierendes Feld, so bleiben die Elementarmagnete, nachdem sie mit abnehmender Kraft wiederholt hin- und hergezerrt worden sind, nach und nach in allen Richtungen liegen, so dass ihre resultierende Kraft in jedem Punkte gleich Null ist.

Wird ein Magnet erwärmt, so geraten die Elementarmagnete in Schwingungen (Wärmeschwingungen). Da von ihnen jetzt nach einer bestimmten

Richtung hin nur eine mittlere Kraft zur Wirkung kommt, so folgt schon hieraus, dass der Magnetismus durch die Wärme vermindert wird; derselbe muss aber noch um so kleiner werden, als durch die schwingende Bewegung viele loser zusammenhängende Ketten aufgelöst werden, die dann, weil die Schwingungen nach allen Richtungen erfolgen, in den neutralen Zustand übergehen. Da eine Erwärmung bis zu einer bestimmten Temperatur auch nur Schwingungen bis zu einer bestimmten Amplitude hervorbringen kann, so ist es erklärlich, dass stärker zusammenhängende Ketten dieser Temperatur zu widerstehen vermögen, und dass dieselbe den Magnetismus nur bis zu einem bestimmten Grade permanent schwächen kann. Temporäre Änderungen des Magnetismus müssen aber bei Temperaturschwankungen immer vorkommen, da die Schwingungsamplituden mit denselben variieren. Wird ein Magnet genügend hoch erhitzt, so erlangen die Elementarmagnete eine solche Bewegung, dass sich ihre sämtlichen Ketten auflösen. Dass dies fast plötzlich geschieht kann angesichts so vieler Erscheinungen, welche eine Naturänderung des Stahles bei den kritischen Temperaturen wahrscheinlich machen, nicht befremden.

Mechanische Einflüsse, wie Erschütterungen, Torsion, Biegung lagern ebenfalls viele Elementarmagnete um, teils dadurch, dass sie dieselben in Schwingungen versetzen und dann wirken wie die Wärme, teils auch dadurch, dass sie die Gebilde derselben verzerren und viele davon auflösen.

Die Koerzitivkraft ist nichts anderes als die gegenseitige Anziehung der Elementarmagnete. Sind dieselben näher zusammengedrängt, so muss die Koerzitivkraft grösser sein. Gewalztes, gehämmertes und gepresstes Eisen, in welchem die Elementarmagnete auf einen engern Raum zusammengedrängt sind, besitzt thatsächlich eine grössere Koerzitivkraft. Die Erscheinung, wonach die Koerzitivkraft mit dem Maximalwerte des induzierten Magnetismus wächst, erklärt sich einfach daraus, dass die Elementarmagnete, die in der Richtung des Feldes aufeinanderfolgen mitzunehmender Parallelstellung mit dem Felde einander immer mehr genähert werden. Weil diese Näherung der Pole einer Grenze zustrebt, so können die höchsten Magnetisierungen die Koerztivkraft nicht mehr nannenswert vermehren.

Nach der Weber-Ewing'schen Theorie lassen sich fast alle mechanischen und kalorischen Einwirkungen auf Magnete befriedigend erklären, weniger gelingt dies für den Einfluss chemischer Beimengungen.

§ 16. Osmond's Theorie [1].

Osmond nimmt an, dass das Eisen in zwei Modifikationen vorkommen könne, die er α und β nennt, und wovon die erste magnetisch und die zweite unmagnetisch ist. In der Modifikation β befindet sich das Eisen, wenn es über die kritische Temperatur erwärmt wurde. Durch Abkühlung geht dasselbe,

[1] Lumière éléctr. 36, p. 241, 1890.

falls es chemisch rein ist, in den stark magnetischen Zustand α über, gleichviel ob die Abkühlung schnell oder langsam erfolgt. Zusätze von andern Substanzen, vor allem Kohle, besonders wenn sie im Eisen gelöst ist, halten aber einen Teil desselben im β-Zustande zurück und machen es erklärlich, warum der Stahl nicht so stark magnetisiert werden kann, wie weiches Eisen. Die gleiche Wirkung wie chemische Beimengungen hat auch Kaltschmieden (Hämmern, Pressen etc.).

Um die Remanenz und die Koerzitivkraft zu erklären, nimmt Osmond an, dass die Elementarmagnete in der Modifikation β sich wie in Netzen befinden, in welchen sie sich nur unter Reibung drehen können. Nach dem Verschwinden der magnetisierenden Kraft können einige Elementarmagnete wohl in die frühere neutrale Lage zurückkehren, die andern bleiben aber gerichtet und bewirken so den remanenten Magnetismus, der stets kleiner ausfällt als der ursprünglich induzierte. Durch eine negative Feldkraft, werden nach und nach alle Elementarmagnete umgekehrt Die Reibung, die dabei überwunden werden muss, ist die Koerzitivkraft. Dass Erschütterungen, Ausgleichen etc. den Magnetismus vermindern, soll daher kommen, dass die Netze sich durch diese Einwirkungen erweitern und so den Elementarmagneten eine leichtere Rückkehr in die neutrale Lage gestatten.

Airton bemerkt zu dieser Theorie, dass sie den grossen Einfluss kleiner Beimengungen von Mangan nicht zu erklären vermag. Ebenso macht

Swinburn darauf aufmerksam, dass dieselbe keine Ideen erwecke zur Erklärung der Thatsache, dass die Permeabilität des Eisens verschieden ausfällt, wenn dasselbe nacheinander in zwei zu einander senkrechten Richtungen magnetisiert wird.

Theorie von Föppl.

Die Theorie des remanenten Magnetismus von Föppl unterscheidet sich von den übrigen hauptsächlich dadurch, dass er keine besondere Hypothesen über Natur und Wesen der Moleküle ferromagnetischer Körper aufstellt. Er entwickelt also eine Theorie ohne Einführung sogenannter eingeprägter Kräfte. Um die Ideen zu präzisieren, wollen wir zunächst einige Worte darüber sagen, was Föppl unter eingeprägten Kräften versteht. Er definiert dieselben folgendermassen : « Man versteht unter eingeprägter Kraft eine Kraft, die nicht durch die Bedingungen, denen das betrachtete System an sich unterworfen ist, mitbestimmt wird, sondern die in willkürlicher Weise mit Hilfe von Mitteln, die in keinem notwendigen Zusammenhange mit dem System stehen, daran angebracht werden. So z. B. werden die elektrische Kontaktkraft, die chemische Affinitätskraft etc. bei der Behandlung gewisser Probleme als eingeprägte Kräfte betrachtet. Anderseits kann man wohl vorübergehend bei der mathematischen Behandlung eines bestimmten Problems als Hilfsmittel gewisse eingeprägte Kräfte gebrauchen, jedoch nicht vergessend, dass diese Kräfte nur Hilfsmittel und keine Hypothese

sind. Behandelt man z. B. das Problem der Bewegung eines Punktes auf einer Oberfläche, so darf man vorübergehend als Hilfskraft eine auf den Punkt wirkende immer normal auf der Oberfläche stehende Kraft benützen. Man verliert dabei aber nicht aus dem Auge, dass so eine Kraft in der That nicht zu existieren braucht. Die Föppl'sche Behandlung des Problems des remanenten Magnetismus ist in dem letztgenannten Sinne durchgeführt. Föppl entwickelt seine Theorie zunächst ohne eingeprägte Kräfte und führt dieselben dann als Hilfsmittel ein.

1. Bei den ältern Theorien des Magnetismus, in welchen man magnetische Fluide annimmt, muss die magnetische Kraft $\mathfrak{H}$ in allen Körpern solange dieselben nicht von einem elektrischen Strome durchflossen sind ein Potential besitzen. Nun nimmt Föppl an, dass es gewisse Körper gibt, für welche bei elektrischem Gleichgewicht

$$\operatorname{curl} \mathfrak{H} \gtrless 0$$

ist, in denen also $\mathfrak{H}$ kein Potential besitzt. Föppl bezeichnet diese Körper als magnetisch harte Körper, im Gegensatz zu solchen, für welche bei elektrischem Gleichgewicht

$$\operatorname{curl} \mathfrak{H} = 0$$

ist und die er magnetisch weiche Körper nennt.

Die Existenz magnetisch harter Körper begründet Föppl auf folgende Weise.

In einem Stahlringe, welcher durch eine Spirale magnetisiert worden ist, bleibt nach dem Verschwinden

des Feldes eine bestimmte remanente Magnetisierung zurück. Es führt uns in diesem Falle die Gleichung

$$\mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H}$$

zu einem Widerspruch. Wir müssen also annehmen, dass es gewisse Körper gibt, für welche die Gleichungen

$$\text{curl } \mathfrak{H} = 0 \text{ und } \mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H}$$

nicht mehr gelten.

Ehe wir weiter gehen, wollen wir auf eine Schwierigkeit aufmerksam machen, die sich aus der Annahme, dass in einem permanent magnetisierten Ringe

$$\text{curl } \mathfrak{H} \gtrless 0$$

ist, ergibt und auf welche Du Bois hingewiesen hat. Denken wir uns einen remanent magnetisierten hohlen Ring mit einem engen äquatorialen Ausschnitt (Spalte). Besitzt $\mathfrak{H}$ kein Potential, so wird das Linienintegral des Vektors $\mathfrak{H}$ längs der ganzen Aushöhlung einen von Null verschiedenen Wert aufweisen. Stecken wir durch den Äquatorialschnitt einen unendlich dünnen Magnet radial hinein, so würde derselbe kontinuierlich rotieren und somit ein perpetuum mobile bilden. Diesem Einwand gegenüber wehrt sich Föppl nur indem er sagt, dass ein solches Experiment nicht ausführbar ist. Wir glauben jedoch, dass dieser Einwand eine gewisse Berechtigung besitzt und einer nähern Beachtung wert ist.

2. Im Weitern beweist Föppl, dass für magnetisch harte Körper die Gleichung

$$\text{curl } \mathfrak{B} = 0$$

auch bei der Annahme einer vollständigen Strom-

losigkeit des Raumes nicht mehr gelten kann. Denn wäre der Raum mit magnetisch harten Körpern ausgefüllt, so wäre im Falle, dass diese Gleichung bestehen würde, ohne elektrischen Strom kein magnetisches Feld möglich. Nun aber lehrt uns die Erfahrung das Gegenteil. Ferner sei bemerkt, dass die Gültigkeit der Gleichung

$$\text{curl } \mathfrak{B} = 0$$

sich nur auf magnetisch weiche Körper (im Sinne Föppls) mit konstanter Permeabilität erstreckt. Das Vorhandensein magnetisch weicher Körper mit veriabler Permeabilität in einem stromlosen Raume verlangt die Aufhebung der Gleichung.

3. Nachdem Föppl so die Existenz magnetisch harter Körper eingeführt, macht er für dieselben den folgenden Ansatz.

$$\text{curl } \mathfrak{B} = \mathfrak{A}$$

für einen stromlosen Raum und

$$\text{curl } \mathfrak{B} = \mathfrak{A} \pm 4\pi\mu\, i$$

für einen vom Strom i durchflossenen Raum. Auf diese Weise definiert er einen neuen Vektor $\mathfrak{A}$, der im allgemeinen vom Härtegrade des Materials wie auch von dem Vektor $\mathfrak{B}$ abhängig ist und dessen Richtung dieselbe sein muss wie die eines magnetisierenden Stromes. Ohne eine besondere Hypothese über die Natur des Vektors $\mathfrak{A}$ zu machen, entwickelt Föppl aus diesen Gleichungen seine Theorie des permanenten Magnetismus. Es sei nur bemerkt, dass der Vektor $\frac{\mathfrak{A}}{4\pi\mu}$ wohl als Strom im Sinne der Am-

pere'schen Molekularströme angesehen werden kann. Er braucht es aber nicht zu sein, wie Föppl ausdrücklich bemerkt.

4. Die weitere Entwicklung der Theorie geschieht auf folgender implicite gemachten Voraussetzung :

Die Gleichungen

$$\operatorname{div} \mathfrak{B} = 0 \,, \quad \operatorname{curl} \mathfrak{H} = 0$$

dienen, wie bekannt, dazu, das Magnetfeld eines konstanten Stromes zu charakterisieren. Nun betrachtet Föppl dieselben als die Differenzialgesetze der Fortpflanzung des Kraftflusses in longitudinaler und transversaler Richtung. Diese Annahme scheint bedenklich zu sein, da es befremdet, wenn man Gleichungen, welche die Zeit nicht enthalten auf einen Fortpflanzungsvorgang anwendet. Nehmen wir aber die Föppl'sche Annahme als richtig an, so gestaltet sich die weitere Entwickelung der Theorie folgendermassen :

Der Unterschied zwischen den magnetisch weichen und harten Körpern macht sich insbesondere bei der Magnetisierung bemerkbar. Um die Ideen zu fixieren denken wir uns einen Draht, der von einer konaxialen Hülle umgeben ist. Lassen wir einen Strom durch, und ist die Hülle aus einem magnetisch weichen Material, so können ungehindert Kraftlinien in das umgebende Medium eintreten. Ist die Hülle aber aus magnetisch hartem Material, so widersetzt sich der Vektor $\mathfrak{A}$, der während der Magnetisierung die entgegengesetzte Richtung hat wie der Strom, dem Eindringen der Kraftlinien in die den Draht umgebende

Masse. In einigem Abstande von der Grenzfläche zwischen Draht und Mantel ist daher $\mathfrak{B}$ kleiner als es sein sollte. Lassen wir jetzt den Strom abnehmen, so kehrt sich der Vektor $\mathfrak{A}$ überall um und widersetzt sich dem Rückwärtsfliessen der Kraftlinien; an der Grenzfläche fällt zwar $\mathfrak{B}$ auf Null, behält aber im Innern der Mantelmasse einen bestimmten Wert und bildet so den remanenten Magnetismus des Mantels. Nach dieser Theorie werden die Jamin'sche Versuche über Stabmagnete ganz anders als wie bisher gedeutet.

Die Jamin'schen Versuche haben nämlich gezeigt, dass, sobald die äussersten Schichten eines Stabmagnets weggeätzt werden, der Stab den grössten Teil des remanenten Magnetismus verliert. Nach der ältern Theorie wurde diese Thatsache so gedeutet, dass hauptsächlich die äussern Schichten die Träger des remanenten Magnetismus seien. Nach Föppl ist dies nicht der Fall. Die äussersten Schichten besitzen keinen remanenten Magnetismus; sie dienen aber als Schutzhülle, die verhindert, dass die innern Schichten ihren Magnetismus verlieren.

Aus dem Gesagten folgt, dass aus der Theorie von Föppl eine eigentümliche Art von Schirmwirkung der magnetisch harten Körper gefolgert werden kann. Diese Schirmwirkung, welche von verschiedenen Forschern gesucht worden ist, wird im Gegensatz zu der gewöhnlichen Schirmwirkung magnetisch weicher Körper mit hoher Permeabilität von Du Bois als tangentiale Schirmwirkung bezeichnet. Nach Versuchen von Du Bois, Kirch-

stätter, Siemens und andern ist eine solche bei ferromagnetisch weichem Material sicher nicht vorhanden. Für ferromagnetisch hartes Material liegen bis jetzt nur Versuche von P. Beck [1] und A. Kohn [2] vor. Dieselben widersprechen sich gegenseitig. Doch scheinen die Versuche von Beck einwandsfreier zu sein. Ein Versuch P. Beck's sei hier angeführt.

Eine flache viereckige Spule von 1 m Länge und 30 cm Breite, die 42 Windungen enthielt, wurde mit der Längsseite einem primären Stromleiter parallel aufgestellt. Wenn in dem Stromleiter Ströme von verschiedener Stärke kommutiert wurden, so erzeugten dieselben zuerst durch Luft, dann durch einen weichen Eisen- und einen Stahlmantel hindurch in der sekundären Spule folgende Induktionsströme :

in Luft	in Eisen	in Stahl
2,7	2,6	2,7
3,1	2,9	2,9
3,4	3,4	3,3
4,3	4,2	4,2
5,0	4,9	5,0
5,7	5,6	5,8
6,4	6,6	6,7
7,2	7,0	7,2
8,1	8,2	8,2
9,3	9,4	9,3
17,0	17,0	16,5

[1] Wied. Ann. 57, p. 464 ; 59, p. 84.
[2] Wied. Ann. 58., p. 527.

Hiemit übereinstimmende Resultate wurden auch erzielt, wenn der sekundäre Leiter nacheinander in eine Eisen- und eine Stahlhülle gelegt wurde. Von einer Schirmwirkung des Stahles gegen die transversale Fortpflanzung der elektromagnetischen Kraftlinien kann also nach P. Beck keine Rede sein.

VERZEICHNIS

DER

Litteratur über permanente Magnete

VON

1866-1899

Unverdorben. Über das Verhalten des Magnetismus zur Wärme (Inauguralschrift München 1866, p. 1-78.)

W. Beetz. Über den Einfluss des Magnetismus auf die Länge und den Leitungswiderstand von Eisenstäben (Pogg. Ann. CXXVIII 193-206).

Smith. On the deviation of the compass in iron ships (Mondes X, 574-583).

Airy. The compass in iron ships (Proc. Roy. soc. XV, 38-42).

Lilly. On the action of compasses in iron ships (Proc. Roy. soc. XV, 38-92).

J. C. Cresson. Practical applications of diamagnetism Proc. Amer. soc. X, 199-201).

Volpicelli. Determination des poles des barreaux aimantés C. R. LXIV, 1197-1200).

Robinson. A brief account of the application of magnetisme to the manufacture of wrought iron (Athen 1867, p. 120-121).

Phipson. Sur le magnétisme des fers oligistes rouges (Bulletin soc. chim. 1867 (2), p. 321-322).

— Sur l'aimantation de quelques mineraux (Bull. soc. chim. 1867 (2) p. 322).

N. d. Kokscharow. Sur le platin natif doué du magnétisme polaine (Bull. de St. Pet. VII, 1771, Arch. sc. phys. (2) XXIX, p. 165).

Lamont. Handbuch des Magnetismus (Leipzig 1867).

C. Cresson. On a practical application of diamagnetisme Proc. amer. soc. X, 199-201).

C. F. Varley. On certain points in the theory of the magnetelectric machines of Wilde, Wheatstone and Siemens (Proc. Roy. soc. XV, 403-404; Phil. Mag. (4)

XXXIII, 543-544; Inst. XXXV, 295-296; Mondes (2) XIII, 382-386).

W. Ladd. On a magneto electric machine (Proc. Roy. soc. XV, 404-405; Phil. Mag. (4) XXXIII, 544; Dingl. CLXXXV, 160; Athen 1867 (2), p. 570; Mondes (2) XV, 373-376.)

Pouillet. Über die Abstände der Magnetpole vom Mittelpunkte und über die Massen der magn. Fluida in den Magnetstäben (C. R. LXVII, 853-867).

Radan. Bemerkungen zu dieser Abhandlung (C. R. LXVII, 102; Mondes (2) XVIII, 631).

L. Külp. Die magn. Compensationsmethode (Pogg. Ann. CXXXIII, 317-322; Mondes (2) XVII, 296-297).

Bestätigung der Relationsf. $a \sqrt[3]{Q^2}$ mit Hilfe der magn. Compensationsmethode (Pogg. Ann. CXXXV, 148-151; Ann. de chim. (4) XVI, 475-476; Mondes (2) XIX, 9-10).

— Studien über die Veränderungen magn. Aktionen beim Aneinanderlegen und Trennen der Streichmagnete mittels der Compensationsmethode (Pogg. Ann. CXXXV, 395-410).

— Die Stärkungen der magn. Aktionen durch Anlegen von weichem Eisen mit der Compensationsmethode (Pogg. Ann. CXXXV, 410-418).

A. Oberbeck. Über die sogen. Magnetisierungskonstante (Pogg. Ann. CXXXV, 74-99).

Sidot. Über die Polarität des Eisenkieses und des künstlich dargestellten Oxides (C. R. LXVII, 175-176; Mondes (2) XVII, 490-492).

Arson. Über die Ursachen der Störungen bei Boussolen auf eisernen Schiffen (C. R. LXVI, 1139-1141; Inst. XXXVI, 1868, p. 186; Mondes (2) XXII, 274).

Tronsens. Mittel um den magn. Meridian auf eisernen Schiffen zu finden (Mondes (2) XVIII, 36-37).

Treve. Neue Konstruktion der Schiffkompasse (C. R. LXVI, 1253-1254).

— Über den durch Induktion in Stahlscheiben hervor-

gerufenen Magnetismus (C. R. LXVII, 321 ; Mondes XVII, 581 : Inst. XXXVI, 1868, p. 249 ; Phil. Mag. (4) XXXVI, 471-473).

V. d. Weyde. Beziehungen zwischen Magnetismus, spez. Gewicht und Atomgewicht bei einigen Metallen (Mondes (2) XVII, 336-338).

Ph. Carl. Bequemer Apparat zur Messung von Magneten Carl. Repert. III, 382).

Pliny. Earle-Chas. Über den spez. Magnet des Eisens (Phil. Mag. XXXV).

Trèves. Molecular change produced by magnetison in steel (Phil. Mag. (4) XXXVI, 471 ; Inst. XXXVI, 1868, p. 249).

Villari. Über den Transversalmagnetismus von Eisen und und Stahl (Cimento XXVII, 329-351).

Jamin. Über eine Methode der Verdichtung des Magnetismus ähnlich der Verdichtung der Elektrizität (C. R. LXVIII, 1502-1504; Mondes (2) XX, 378; Inst. XXXVII, 1869, p. 204; Dingl. CLXXXXIII, 515-516).

Bertin. Über die Pole und neutralen Punkte der Magnete (Ann. de Chim. (4) XVI, 74-90).

R. Most. Über die Beziehung der Pole zur magn. Verteilungskurve (Pogg. Ann. CXXXVI, 137-140.

J. Müller. Neue Form des Versuches über die Fernwirkung einzelner Magnetpole (Pogg. Ann. CXXXVI, 154-156.

Saxby. Prüfung des Eisens durch den Magnetismus (Mondes (2) XX, 18-19).

Evans. Betrag und Änderungen des Magnetismus bei gewissen Lagen des Schiffes Northumberland (Phil. Trans. 1868 II, 487-505).

Dietlen. Verbesserung der Magnetfabrikation (Dinglery CLXXXXIII, 88 ; Polyt. C. Bl. 1869, p. 1194).

Bombicci. Solla compositione della pirite magnetica (Rendic. di Bol. 1867-1868, p. 90-96).

Paget. On a new form of permanent magnet (Engineer XXVII, 80).

Warburg. Über den Einfluss tönender Schwingungen au den Magnetismus des Eisens (Berl. Monatsbericht 1869, p. 857-861).

Du Bois Reymond. Nachtrag zu seiner Abhandlung über die aperiodische Bewegung gedämpfter Magnete (Berliner Monatsber. 1870, p. 537-570).

Tomlinson. Folgepunkte bei einem Magneten (Mondes (2) XXIII, 260-264; Chem. News XXI, 193).

E. Porter. Magnetisches Phänomen (Chem. News XXI, 164-165).

E. Kernen. Magnetisches Experiment (Chem. News XXII, 261).

Tindall. Untersuchungen über Magnetismus und Diamagnetismus (London, 1870 Phil. Mag. (4) XI, 301; Athen 1870 (2) 240).

Gore. Molekularbewegungen und magn. Wirkungen in Eisen bei verschiedenen Temperaturen (Phil. Mag. (4) XL 170-177).

Carl. Magnetisierungstisch zur Herstellung kräftiger Magnete (Carl. Rep. VI, 402-403).

Du Bois Reymond. Aperiodische Bewegung der Magnete (Mondes (2) XXII, 628; Berl. Ber. 1869, p. 711).

Tindall. On some mechanical effects of magnetisation (Engineer XXIX, 749).

J. Marley. On the magnetie ironston, of. Rosedale Abbey Cleveland (Cital. nach Pot. Bibl. 1870, p. 198).

L. Külp. Experimentelle magn. Untersuchungen (Arch. LII, 448-451; LIII, 66-90).

X. Gordon und **W. Newalt.** Über die Wirkungen kleiner Temperaturschwankungen auf Stahlmagnete (Phil. Mag. (4) XLII 335-390); Naturf. V, 15.

G. B. Airy. A treatise on magnetism (London 1870, Nature V, 120); Athen 1871 (1) 498.

G. Gore. Sur les mouvements moléculaires et sur les changements magnétiques qui ont lieu dans le fer à des températures différentes (Arch. sc. phys. (2) XI, 77, 89); Cimento (2) IV, 199, 205, Berl. Ber. 1870, p. 703.

H. Schneebeli. Beiträge zur Kenntnis des Stabmagnetismus (Progr. d. eidg. polytech. Schule 1871. 4. 1-23).

E. Villari. Durée de l'action diamagnétique (Cimento (2) III, 373); Naturf. 1871, N° 44; Arch. sc. phys. (2) XLIII, 105-106.

Jamin. Über magnetische Verteilung (C. R. LXXV, 1572-1573; 1672-1674. Phil. Mag. (4) XLV, 76-77. Mondes (2) XXIX, 78-79).

— Über versteckten Magnetismus in den Magneten (C. R. LXXV, 1796 bis 1800. Mondes (2) XXX, 78-79).

Gariel. Über die Verteilung des Magnetismus in den Magneten (C. R. LXXV, 1761-1764; Nature VI, 445; Mondes (2) XXX, 44).

Rollmann. Härteprüfung des magn. Eisens (Carl. Rep. VIII, 375-376).

E. Du Bois Reymond. Nachträgliche Bemerkungen über aperiodische Magnete (Berl. Monatsbericht 1873, 748-764).

G. B. Airy. Experimente über die richtende Kraft grosser Stahlmagnete, von Stäben magn. weichen Eisens und galvanischen Drahtspiralen in ihrer Wirkung auf äussere kleine Magnete (Phil. Mag. (4) XLVI, 221-236; Proc. Rog. soc. XXI, 66-70).

E. Riecke. Bemerkungen über die Polpunkte eines Magnets (Pogg. Ann. CXLIX, 62-73. Götting, Nachr. 1872, 22/5).

H. Schneebeli. Beiträge zur Kenntnis des Stabmagnetismus (Pogg. Ann., Suppl. VI, 141, 170).

A. Carzin. Experimentelle Bestimmung der Menge des Magnetismus eines Magnets oder eines geraden Elektromagneten (Ann. d. Chemie (4) XXVIII, 145-200; Cimento X, 138-139; d'Almenda 1873).

Jamin. Über die Theorie der normalen Magnete und das Mittel die Kraft der Magnete unbestimmt zu vermehren (C. R. LXXVI, 789, 797. Mondes (2) XXX, 654-665. Phil. Mag. (4) XLV, 432-437).

Jamin. Über die Tragkraft der Magnete (C. R. LXXVI. 1153-1158. Chem. News XXVII, 293. Mondes (2) XXXI, 165-167).

— Über die magn. Kraft des Stahls beim Härten und Anlassen (C. R. LXXVII, 89-93. Chem. News XXVIII, 70. Dingl. J. CCX, 12-16).

— Über den Verlauf des Magnetismus (C. R. LXXVII, 1445-1448. Mondes (2) XXXIII, 82-83).

Thormond Desrumeaux. Constitution des Magnetismus (Mondes (2) XXX, 154).

Logemann. Künstliche Magnete (Mondes (2) XXXI, 13-15, 245-246).

Du Moneel. Über den Magnetismus (C. R. LXXVI. 280-283. Mondes (2) XXX, 289-290).

— Constitution der Magnete (Mondes (2) XXX, 61-63).

H. Wild. Bestimmung der Temperaturkoeffizienten von Stahlmagneten (Carl. Rep. IX, 277-306).

H. Marschall. Beziehung des Magnetismus zur Temperatur (Proc. Edinbourg soc. VII, 603-605).

F. B. Brocks. Über den Magnetismus von Felsen der Marguette-Gruppe (Nature VII, 335. Amer. Phil. soc. 15/3, 1872).

J. Spiller. Künstlicher Magnetit ($Fe_2 O_3$)? (Nature VIII, 475).

Fouqué. Neuer Weg der Gesteinsanalyse und seine Anwendung auf die Laven des letzten Ausbruches von Santorin (C. R. LXXVI, 1182-1185. Mondes (2) XXXI, 170. Chem. News XXVII, 293.

Du Bois Reymond. Astatische Magnete (Ber. Monatsber. 1874, 767-790).

J. Trowbridge. Beseitigung des Einflusses des Erdmagnetismus auf einen Magnetstab (Silim Y (3) VII, 490-493).

Th. Petruschevski. Bestimmung der Pole in einem Magneten (Pogg. Ann. CLII, 42-68).

J. Jamin. Magnetische Leitungsfähigkeit (C. R. LXXVIII. Naturf. VII, 120-122).

J. Jamin. Magnet. Verteilung (C. R. LXXVIII. 95-99. Silim Y VII, 418-419).

— Magnetismen (C. R. LXXVIII, 305-308).

J. M. Gaugain. Magnetismus (C. R. LXXVIII, 411).

J. Jamin. Tiefe der magn. Schicht (C. R. LXXVIII, 1241-1247. Mondes (2) XXXIV, 181).

— Verteilung des Magnetismus in einem Bündel von Magnetstäben (C. R. LXXVIII, 1331-1337. Mondes (2) XXXIV, 124-125).

— Bündel von Magnetstäben (C. R. LXXVIII, 1383-1387. Mondes (2) XXXIV, 171).

— Einfluss des Querschnitts auf Magnete (C. R. LXXVIII, 1497-1502. Mondes (2) XXXIV, 264-265).

E. Bouty. Magnet. Moment (C. R. LXXVIII, 189-192).

— Bruch von Magnetnadeln (C. R. LXXVIII, 280-283).

— Permanenter Magnetismus des Stahls (C. R. LXXVIII, 559-563. Phil. Mag. (4) XLVII, 315-318).

A. L. Holz. Stabmagnetismus (Pogg. Ann. CLI, 69-95).

W. Beetz. Darstellung von Magneten (Münch. Ber. 1874, 35-47. Pogg. Ann. CLIII, 484-495).

W. F. Barrett. Molekularänderungen bei Magnetisierung (Phil. Mag. (4) XLVII, 51-56. Naturf. VII, 91-93).

Fromme. Untersuchungen über den Magnetismus von Stahlstäben (Pogg. Ann. CLV, 305-314. Ergrbd. VII, 390-431. Götting. Nachr. 1875. 297).

F. C. G. Müller. Über ein falsches Verfahren zur Auffindung der Pole eines Stabmagnets (Pogg. Ann. CLIV, 474.

L. Külp. Über die permanenten magnetischen Momente der Magnetstäbe und die Häcker'sche Formel $P = a\sqrt[3]{Q}\sqrt[6]{L}$ (Pogg. Ann. CLV, 314).

— Einfluss der Textur des Eisens auf dessen Magnetismus (Pogg. Ann. CLV, 320).

R. Herwig. Über die Magnetisierbarkeit cylindr. Eisenröhren in versch. Richtungen (Pogg. Ann. CLVI, 430-456).

J. Jamin. Über die durch Anbringung der Armaturen an

Magnete hervorgebrachte Wirkung (C. R. LXXX, Nr. 4, p. 212).

J. Jamin. Über die Magnetisierung der mit Armaturen versehenen Stahle (C. R. LXXX, Nr. 6, p. 551).

— Über die Tiefe und die Überlagerung der magn. Lagen des Stahls (C. R. LXXX, Nr. 7, p. 417).

Taye. Bemerkungen bei Gelegenheit der vorstehenden Mitteilung d. Hrn. Jamin (C. R. LXXX, Nr. 7, p. 421).

J. Jamin. Über einen eigentümlichen Fall der Magnetisierung (Pogg. Ann. CLV, 469. Gaca XI, 570-571).

Trève und **Durassier.** Note über die Verteilung des Magnetismus im Innern der Magnete (C. R. LXXXI, 1125-1162).

J. Jamin. Beobachtungen mit Bezug auf die Mitteilung der Herrn Trève und Durassier (C. R. LXXXI, 1126).

Trève und **Durassier.** Neue Untersuchungen über den innern Magnetismus der Magnete (C. R. LXXXI, 1246-1248).

J. Jamin. Über die aus komprimierten Pulvern gebildeten Magnete (C. R. LXXXI, 205. Phil. Mag. (4) L, 255).

J. Jamin. Über die Verteilung des Magnetismus in einer dünnen Lamelle von grosser Länge (C. R. LXXX, 1553).

— Über die Verteilung des Magnetismus in Bündeln von unendlicher Länge zusammengesetzt aus sehr dünnen Lamellen (C. R. LXXX, 114-177).

R. Blondlot. Über die Bestimmung der Menge des Magnetismus in einem Magneten (C. R. LXXX, 653).

J. M. Gaugain. Note über den Magnetismus. Antwort auf eine Beobachtung des Hrn. Jamin (C. R. LXXX, 653. Phil. Mag. (4) IL, 482-484).

J. Jamin. Über die Gesetze der magn. Influenz (C. R. LXXXI, 1150-1154).

— Formel für die Magnetismusmenge, welche einem Magneten durch einen Eisenkontakt genommen wird und Formel für die Tragkraft (C. R. LXXXI, 1227-1231).

A. Sandez. Über die Tragkraft der Magnete des Hrn. Jamin (C. R. LXXX, 1605).

E. Bouty. Über die Magnetismusmengen und die Lage der Pole in dünnen Magnetnadeln (C. R. LXXX, 879).

— Über die temporäre Magnetisierung d. Stahls (C. R. LXXXI, 88).

J. M. Gaugain. Note über den Magnetismus (C. R. LXXX, Nr. 5, p. 297).

— Note über die Theorie der Magnetisierung (C. R. LXXX, 761-764).

— Zweite Note über die Theorie der Magnetisierung (C. R. LXXX, 1003).

— Über die Magnetisierungsverfahren (C. R. LXXXI, 40).

— Vierte Note über die Magnetisierungsverfahren (C. R. LXXXI, 613).

— Neue Note über die Magnetisierungsverfahren (C. R. LXXX, 613.

— Note über das « Doppelstrich » genannte Magnetisierungsverfahren (C. R. LXXXI, 1091-1094).

A. Trève. Note über den Magnetismus (C. R. LXXX, Nr. 5, p. 310. Phil. Mag. (4) IL, 243).

M. Deprez. Untersuchung über die Geschwindigkeit der Magnetisierung und Entmagnetisierung des Eisens, des Gusseisens und des Stahles (C. R. LXXX 1353. Phil. Mag. (4) L, 79-80).

R. Thalen. Über die isodynamischen Flächen und einen vertikalen Magnetstab und Anwendung desselben bei einer auf magn. Messungen gegründeten Untersuchung von Eisenerzlagern (Pogg. Ann. CLV, 117).

— Über die Aufsuchung von Eisenstein mit Hilfe der Magnetnadel (Dingl. J. CCXVII, 464-466).

Heyl. Magnetismus befahrener Eisenbahnschienen (Pol. C. Bl. 1875, 188-189. Dingl. Y CCXVI, 375-376).

E. Duchemin. Kreisförmiger Magnet für Kompasse (Dingl. Y CCXVIII).

Trève und **Durassier.** Note über die Beziehung zwischen der Natur der Stahle und ihrer Koerzitivkraft (C. R. LXXX, 799-802).

G. Wiedemann. Bemerkungen zu einigen Abhandlungen aus dem Gebiete des Magnetismus (Pogg. Ann. CLVII, 257-281).

Ch. Ruths. Über die Abhängigkeit des Magnetismus von der Härte des Stahles (Arch. LIX, 113-129).

— Über den Magnetismus weicher Eisencylinder nebst einem Anhange über den Magnetismus verschieden harter Stahlsorten (Carl. Rep. XII, 466-468. Naturf. 1876, 306-308).

A. L. Holz. Über die Magnetisierung ellipsoidisch geformter Eisen und Stahlkörper und die Veränderung des temporären und permanenten Magnetismus (Berlin 1876. Naturf. 1876, 344-346).

J. Jamin. Innere Konstitution der Magnete (C. R. LXXXII, 19-24).

— Analytische Lösung des Problems der Verteilung des Magnetismus in einem Magneten (C. R. LXXXII, 783-787).

L. Bouty. Verteilung des Magnetismus in cylindrischen Stäben (C. R. LXXXII, 1050-1053. Mondes (2) XL).

Van der Willigen. Tragkraft der Magnete (C. R. LXXXIII, 1017-1020. Mondes (2) XLI, 576).

J. M. Gaugain. Einfluss des Härtens auf das Magnetisieren (C. R. LXXXII, 144-147. Mondes (2) XL, 360-361).

— Einfluss der Temperatur auf das Magnetisieren (C. R. LXXXII, 685-688, 1422-1425, LXXXIII, 661-663, 896-899. Mondes (2) XLI, 362-363).

Trève und **Durassier.** Über den Magnetismus der Stahlsorten (C. R. LXXXII, 217. Mondes (2) XXXIX, 171, 281-291).

— Verteilung des Magnetismus an der Oberfläche der Magnete (C. R. LXXXIII, 814-817. Mondes (2) XLI, 373-377).

Trève und **Durassier.** Neue dynamomagn. Erscheinung (C. R. LXXXIII, 857-858.

R. Blondlot. Gewisse wichtige Punkte der Magnete (C. R. LXXXII, 454-455. Phil. Mag. (5) I, 333-335).

W. Chappell. Geschichte des Magnetismus (Nature XIII, 523-529).

Hodgkins und **Jennings.** Über die Zeit der Magnetisierung des weichen Eisens [Proc. Am. Ae. Boston (2) II, Nr. 5 (75)].

C. Fromme. Magnetische Experimentaluntersuchungen, 2. Abhandlung (Ann. de phys. (2) IV, 76-107. Göttinger Nachr. 1877, Nr. 12-14).

C. Christiansen. Magnetische Untersuchungen (Beibl. 1877, 406-409. Vidensk Selsk Skr (5) XI, 277-305).

Th. Petronscheffsky. Über normales Magnetisieren (Pogg. Ann. CLX, 388-408; 537-554. Mondes (2) XLIII, 525).

R. Benott. Bestimmung der Poldistanzen bei Magneten (C. R. LXXXIV, 78. Phil. Mag. (5) III, 236-238. Mondes (2) XLII.

Cresson. Einfluss der magnetischen Kraft auf die Stärke des Eisens (Proc. Amer. soc. XIV, Nr. 95, 1875 (2) 638).

J. M. Gaugain. Einfluss der Wärme auf die Magnetisierung (C. R. LXXXV, 219-222. Mondes (2) XLIII, 587-588. Naturf. X, 390. Beibl. 1877, 525).

— Über das Magnetisieren von Stahlstäben (C. R. LXXXV, 615-617; 1014-1016. Naturf. 1877, 466. Mondes (2) XVIV, 223. Phil. Mag. (5) IV, 468-470. Beibl. II, 1878, 55-59).

H. Moissan. Über zwei allotrope Modifikationen des magn. Eisenoxyds (C. R. LXXXVI, p. 600-601, 1878.

M. Gaugain. Über die vorübergehende Änderung des permanenten Magnetismus (C. R. LXXXVI, p. 536-539, 1878.

— Über die Magnetisierung von Stahlröhren, 2. Note (C. R. LXXXV, p. 1014-1016, 1877).

G. Poloni. Über den permanenten Magnetismus des Stahles bei verschiedenen Temperaturen (Elettricista II, p. 193-231, 1878).

A. Oberbeck. Über die Fortpflanzung der magn. Induktion im weichen Eisen (Habilitationsschrift, p. 1-30. Halle a/S, 1878).

W. Thomson. Elektrodynamische Eigenschaften der Metalle VI. Einfluss der Dehnung auf den Magnetismus (Phil. Trans. CLXVI, part ?, p. 693-713, 1877).

— Elektrodynamische Eigenschaften der Metalle. Einfluss der Dehnung auf die Magnetisierung von Eisen, Nickel und Kobalt (Proc. Roy. soc. XXVII, p. 439-443, 1878).

Herbert Tomlinson. Über die Änderung der Wärmeleitungsfähigkeit des Eisens und Stahls durch Magnetisierung (Proc. Roy. soc. XXVII, p. 109-118, 1878. Vorläufige Mitteilung).

W. Thomson. Thermomagnetismus und Pyroelektrizität (Phil. Mag. (5) V, p. 22-27, 1878; aus Cyclopaedia of the physical sciences, 1860.

Herbert Tomlinson. Über die Änderung der Wärmeleitungsfähigkeit des Eisens und Stahles durch Magnetisierung (Proc. Roy. soc. XXVII, p. 109-118, 1878. Vorläufige Mitteilung).

Bezprawy. Schwimmende Magnete.

Alfred Mayer. Einige Versuche mit schwimmenden Maneten (Sill. J. (3) XV, p. 276-277, 1878).

W. Thomson. Schwimmende Magnete (Nature XVIII, p. 13-14, 1878).

C. S. Pierce. Schwimmende Magnete (Nature XVIII, p. 381-382, 1878).

Ader. Molekularschwingungen magn. Metalle beim Durchgang undulatorischer Ströme (C. R. LXXXVIII, p. 641, 1879).

A. M. Mayer. Morphologische Gesetze der durch vertikale schwimmende Magnete unter Einfluss eines darüber befindlichen Magnets gebildeten Figuren nebst Be-

merkungen über einige Phänomene der Molekularstruktur, die hiedurch erklärt werden können. (Sill. Amer. J. (3) XVI, 247-256, 1878).

Th. Gray. Bestimmung magn. Momente in abs. Mass (Phil. Mag. (15) VI, p. 321-333, 1878).

J. Jamin. Magnetische Undurchdringlichkeit des Eisens (C. R. LXXXVIII, p. 1099-1101, 1879).

K. List. Über eine Reihe magnetischer Verbindungen von der allgemeinen Formel $R_0Fe_2O_3$ oder $R''Fe_2O_4$ (Chem. Ber. XI, p. 1512-1515, 1878).

H. W. Preece. Bissons Magnete (J. soc. Telegr. Eng. VII, p. 468), 1879.

R. C. Shettle. Verteilung des Magnetismus in einem Stabe (Proc. Rog. soc. Lond. XXIX, p. 102-105, 1879).

Silow. Untersuchung über schwach magn. Körper (Bull. de Moscon LIII, p. 398).

J. M. Gaugain. Magnetisierung der Stahlröhren (C. R. LXXXVII, p. 649-651, 1878).

Trowbridge. Über die durch schnelle Magnetisierung und Entmagnetisierung der magn. Metalle erzeugten Wärme (Proc. Amer. Acad. 11. Dec. 1878, p. 114-121).

A. v. Waltenhofen. Apparat zur Untersuchung der Härtegrade des Stahles auf elektromagnetischem Wege.

Trève. Über den Magnet (C. R. 89, p. 302, 1879).

— Über die Ampère'schen Ströme und den remanenten Magnetismus (ibid., p. 350-351).

— Über eine Anwendung der im Eisen präexistierenden Ampère'schen Ströme (C. R. 90, p. 35-36, 1880).

S. P. Thompson. Wirkung der Magnete auf bewegliche Leitung (Phil. Mag. (5) 8, p. 505-509, 1879).

Delaurier. Ablenkung der Magnetnadel (Mondes 50, p. 545-546, 1879).

E. H. Hall. Über eine neue Wirkung der Magnete auf elektrische Ströme (Amer. J. of. Math. 2, p. 289, 1880).

G. J. Agostini. Neue Methode die Verteilung des Magnetismus in Magnetstäben zu bestimmen (Nature 3, p. 547, 1879).

O. A. S. Pihl. Über Magnete (Christiania 1878, p. I, X-XIV und 1-135, 6 Taf.).

J. Stefan. Über die Tragkraft der Magnete (Wien Ber. 16. Jan. 1880, 28 pp. Sept.).

J. Buchanan. Kraftlinien eines kleinen Magnets (Nat. 21, p. 369 und 445 1880).

A. Righi. Über einen Fall von permanenter Magnetisierung des Stahles, die der Magnetisierungsspirale entgegengesetzt ist (C. R. 90, p. 688, 1880).

Bartoli Alessandro. Über eine Art den anomalen Magnetismus des Stahles mit dem Strom einer Säule zu erhalten (N. Cim. (3) 8, p. 16-19, 1880).

Külp. Experimentaluntersuchungen über magn. Koerzitivkraft (Carl. Rep. 16, p. 45-52, 1880).

— Über den remanenten Magnetismus des harten Stahles und den Einfluss von Erschütterungen auf denselben (Carl. Rep. 16, p. 461-465, 1880).

Ader. Einige neue Versuche über magnetische Anziehungen (C. R. 90, p. 869-865, 1880).

— Über die mechanischen Wirkungen in einem der magnetisierenden Wirkung eines Stromes ausgesetzten Magnetkerns.

Kimball. Magnetische Spannungen im Eisen (Sill. J (3) 18, p. 99-106, 1879).

Piazzoli. Über den Einfluss des Magnetismus auf die Zähigkeit des Eisens (Atti della Acc. Gioenia di sc. nat. Catania 14, 1880, 12 pp. c. scientif. Industr. 12, p. 38).

A. Righi. Über die Längenänderungen bei der Magnetisierung (N. Cim. 7, p. 97-115, 1880. Mem. di Bologna 1 (4), 11. Dec. 1879, 15 pp. Sept.).

A. Boltzmann. Über die auf Diamagnete wirkende Kraft (Wien Ber. 80 (2), 25. Okt. 1879, 28 pp. Sept.).

H. A. Rowland und **W. W. Jaques.** Diamagnetische Konstanten von Wismuth und Kalkspath in abs. Mass (Sill. J (3) 18, p. 360-571, 1879).

Th. Cornelly. Mendelejeffs periodisches Gesetz und die

magn. Eigenschaften der Elemente (Chem. Ber. 12, p. 1958-1968, 1879).

H. Becquerel. Über die Fortpflanzung des cirkular polarisierten Lichtes unter dem Einflusse des Magnets in ihrer Abhängigkeit von der Richtung der Magnetisierung und der Lichtschwingungen (C. R. 88, p. 334-335, 1879).

A. G. Greenhilt. Über den Magnetismus eines hohlen Ellipsoids, J. de phys. 10, p. 294-303, 1881.

E. Piazzoli. Über einen neuen Versuch über magn. Anziehung (Acc. Gioenia di sc. nat. in Catania (3) 15, 1880, 3 pp. sep. N. Cim. (3) 8, p. 100-102, 1880).

R. B. Warder. Schwimmende Magnete (Sill. J. (3) 20, p. 285-288, 1880).

J. Haubner. Versuche über das magn. Verhalten des Eisens (Wien. Anz. 82, 21. Okt. 1880, 8 pp.).

G. Trouvé. Untersuchungen über die Bedingungen f. die Herstellung von Magneten (C. R. 93, p. 311-312, 1881).

Gaiffe. Über die magn. Metalle (C. R. 93, p. 461-462, 1881).

G. Gore. Molekulartorsion und Molekularmagnetismus (Telegr. J. and electric Rev. 15, Aug. 1881, 4 pp.).

A. Righi. Beiträge zur Theorie der Magnetisierung des Stahles (Mem. di Acc. di Bologna (4) I, 20).

Külp. Experimentaluntersuchungen über magn. Koerzitivkraft (Carl. Rep. 16, p. 725-732, 1880).

A. Wassmuth. Über die Magnetisierbarkeit des Eisens bei höhern Temperaturen (Wien. Ber. 82 (2), 1880, 14 pp. Sep.).

G. Poloni. Einfluss der Temperatur auf die Verteilung des Magnetismus in einem permanenten Magnet. Vorläufige Mitteilung (N. Cim. (3) 8, p. 103-106, 1880).

— Permanenter Magnetismus des Stahles bei verschiedenen Temperaturen (Atti delle R. Acc. dei Lincei 5, p. 262-264, 1881).

J. Trowbridge. Wirkung grosser Kälte auf den Magnetismus (Sill. J. (3) 21, p. 316-318, 1881).

D. E. Hughes. Molekularmagnetismus (Proc. Roy soc. Lond. 52, p. 213-225, 1881).

G. Wiedemann. Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn Hughes (Phil. Mag. (5) 12, p. 223-224, 1881).

Gore. Molekulartorsion und Molekularmagnetismus (Telgr. J. and Rev. 15, 15. Aug. 1881, 4 pp.).

L. Errera. Der Magnetismus der Körper in Bezug auf ihr Atomgewicht (Bull. d. Acc. Roy. Belg. (3) I, p. 312-323, 1881).

F. Müller. Vereinigtes Magnetometer, Torsionswage mit Elektrometer (Centralzeit. f. Opt. und Mech. 3, p. 136, 1882).

R. Chavannes. Elementare Theorie der magneto-elektrischen und elektromagn. Maschinen (Bull. de la soc. Vaud. 17, p. 597-624, 1881).

H. Becquerel. Über die magn. Eigenschaften des Nickeleisens v. St. Catarina Brasilien (C. R. 93, p. 794-797, 1881).

A. Streng. Beitrag zur Kenntnis des Magnetismus (Neues Jahrb. f. Mineral. 1, p. 184-206, 1882).

G. de Salade. Über die magn. Änderungen von Magnetstäben während der Gewitter (C. R. 94, p. 1304-1306, 1882).

F. J. Smith. Über eine neue magn. Torsionswage (Phil. Mag. 15, p. 227-228, 1882).

E. Beltrami. Über die Theorie der magn. Schichten (Rend. R. Ist. Lomb (2) 16, p. 208-223, 1883).

— Über die Äquivalenz der magnetischen und galvanischen Verteilungen (Rend. R. Ist. Lomb (2) 16, p. 431-448, 1883. Ausg. des Hr. Verf.).

E. Hughes. Vorläufige Mitteilung über eine Theorie des Magnetismus auf Grundlage neuer Experimentaluntersuchungen (Chem. News 47, p. 63-64, 1883).

Weirauch. Über die gegenseitige Einwirkung permanenter Magnete (Nouv. Mem. de la Soc. Imp. des Naturalistes de Moscou (4) 14, 4. Lief. 1883).

D. Jordi. Projektion der magn. Figuren (Riv. Se. Industr. 15, p. 249, 1883).

Bissenger. Magnetisierung des Eisens und Stahls durch Zerbrechen (Karlsruher Zeit., Lumière électr. 8, p. 313, 1883).

W. F. Barrett. Über die Änderungen der Dimensionen der magn. Metalle beim Magnetisieren (Nat. 26, p. 585-586, 1882).

J. A. Ewing. Über Wirkungen der Koerzitivkraft (Retentiveness) auf die Magnetisierung von Eisen und Stahl (Proc. Roy. Soc. 34, p. 39-45, 1882).

A. Wassmuth. Über eine Anwendung der mech. Wärmetheorie auf den Vorgang der Magnetisierung (Wien. Ber. 16, p. 539-550, 1882).

— Über die spez. Wärme des stark magn. Eisens und das mechanische Äquivalent einer Verminderung des Magnetismus durch die Wärme (Wien. Ber. (2) 85, p. 997-1003, 1882).

J. Borgmann. Über die Erwärmung des Eisens beim unterbrochenen Magnetisieren (J. d. Russ. phys. Ges. 14, p. 67-104, 1883. Ausg. des Hr. Verf.).

Andrew Gray. Über die Änderungen der Dimensionen der magn. Metalle durch die Magnetisierung (Nat. 16, p. 625-626, 1882).

G. de Lucchi. Über den Einfluss der Magnetisierung auf die elektr. Leitungsfähigkeit des Eisens in axialer und äquatorialer Richtung (Atti del. R. J. Ven. 8, 1882, 17 pp.).

E. Stracciati. Über die Verzögerung der Entmagnetisierung des Eisens durch die in seiner Masse erzeugten Induktionsströme (N. Cim. (3) 13, p. 35-57, 1883).

R. H. M. Bosanquet. Über magnetomotorische Kraft und d. Rotationsgeschwindigkeit (Phil. Ma. (5) 15, p. 205-217 : 257-259 ; 309-316, 1883).

Neesen. Demonstrationseinrichtung zur Nachweisung und Messung der Kräfte zwischen Magneten (Verhandl. der Phys. Ges. in Berlin, 4. Jan. 1884).

A. Leduc. Methode zur Messung der magn. Intensitäten (C. R. 99, p. 186-187, 1884).

Guthrie. Magnetismus von amalgamiertem Eisen (Chem. News 47, p. 304, 1884).

J. A. Ewing. Magnetische Susceptibilität und Retentiveness von Eisen und Stahl (Phil. Mag. (5) 16, p. 381-383, 1883).

R. Schida. Bestimmung der magn. Susceptibilität und des Maximums der Magnetisierung in abs. Masse (Proc. Roy. Soc. 35, p. 404-454, 1884).

L. Nicotra. Über einige magn. Untersuchungen (N. Cim. (3) 14, p. 52-85, 1883).

F. Kohlrausch. Polabstand, Induktions- und Temperaturkoeffizient eines Magnets; Bestimmung von Trägheitsmomenten durch Bifilarsuspension (Wied. Ann. 2, p. 411).

C. G. Knott. Übereinandergelagerter Magnetismus in Eisen und Nickel (Proc. Roy. Soc. Edinb. 1882, 3, p. 225-226).

D. E. Hughes. Theorie des Magnetismus (Proc. Roy. Soc. Lond. 35, p. 178-202, 1883).

— Die Ursache von sichtbarem Magnetismus in Eisen und Stahl und andern magn. Metallen (J. Soc. Telegr. Engencers 12, p. 374-400, 1883).

— Theorie des Magnetismus (Roy. Inst. of Great Britain, Febr. 29, 1884, 10 pp.).

Augustin Fresnel. Vergleichung der Annahme von Strömen um die Axe eines Magnets mit der von Strömen um jedes Molekül (C. R. 99, p. 97-100, 1884).

— Zweite Note über die Hypothese von Partikularströmen (ibid. p. 101-104).

J. A. Ewing. Erzeugung von Strömen in Eisen und Stahlletern durch Torsion, wenn sie magnetisiert sind od. durch Magnetisierung, wenn sie tordiert sind (Proc. Roy. Soc. 36, p. 117-132, 1884).

O. Chwolson. Wechselwirkung zweier Magnete mit Berücksichtigung ihrer Querdimensionen (Mem. de l'acc. Imp. des Sc. de St. Petersbourg (7) 31, Nr. 10, 1884).

J. M. Banker. Richtung, welche ein Magnet in einem Solenoid od. hohlen Magnet annimmt (Journ. Tel. Eng. 13, p. 113-116, 1884).

Brillouin. Schwingungsdauer eines Magnetsystems mit Index (J. de Phys. 2, p. 167-171, 1884).

A. Oberbeck. Elektr. Schwingungen. Die magnetisierende Wirkung derselben (Wied. Ann. 1, p. 672).

— Elektr. Schwingungen, insbesondere über die magnetisierende Wirkung derselben und über die Fortpflanzung magn. Schwingungen (Wiedem. Ann. 2-3, p. 73).

H. Schellen. Die magnet- und dynamoelektrischen Maschinen, ihre Konstruktion und praktische Anwendung zur elektr. Beleuchtung und Kraftübertragung (Dritte Auflage unter Mitwirkung von Dr. Victor. Köln du Mont Schauberg 1883, p. 916).

E. Wetter. Neuerung an Elektromagneten und Magnetkernen (Zeitschr. für Instrumentenkunde 4, p. 403, 1884. D. R. Patent, Nr. 26810).

Duter. Untersuchungen über den Magnetismus (C. R. 99, p. 128-129, 1884).

R. H. M. Bosanquet. Elektromagnete. Magnetische Permeabilität von Stahl und Eisen. Neue Theorie des Magnetismus (Phil. Mag. (5) 19, p. 74-94, 1884).

— Elektromagnete, Eisen, Stahl. Neue Theorie des Magnetismus (Phil. Mag. (5) 19, p. 333-340, 1885).

— Elektromagnete. Gusseisen, Holzkohleneisen, schmiedbares Gusseisen (Phil. Mag. (5) 20, p. 318-323, 1885).

E. Tossati. Über das Verhalten einiger permanenter Magnete in Gegenwart ihrer Anker (N. Cim. (3) 15, p. 158-168 und 232-266, 1884).

Strouhal und **Barus.** Das Wesen der Stahlhärtung vom elektr. Standpunkte aus betrachtet, besonders im Anschluss an das entsprech. Verhalten einiger Silberlegierungen (Abh. der kgl. böhm. Ges. der Wiss. (6) 12, mathem. naturwiss. kl., Nr. 14, 27 pp.).

— Über die Definition des Stahls auf Grundlage des

elektr. Verhaltens des Eisens bei wachsendem Kohlenstoffgehalt (Abh. der kgl. böhm. Ges. d. Wiss. (6) 12. Naturwiss. Abh., Nr. 15, p. 1-25, 1884).

Duter. Untersuchungen über den Magnetismus (C. R. 99, p. 128-129, 1884).

Carl Löscher. Über magnetische Folgepunkte (Dissert. Halle a/S 1884, 43 pp.).

W. H. Schulze. Über die Wechselwirkung zweier aufeinander senkrechter magn. Verteilungen (Wied. Ann. B. 24, p. 643).

W. Siemens. Beiträge zur Theorie des Magnetismus (Wied. Ann. 24, p. 93).

C. G. Knott. Über einandergelegten Magnetismus von Eisen und Nickel (Trans. Roy. Soc. Edinb. 32 (1), p. 193-203, 1882/83).

A. Paccinotti. Über die künstliche Magnetisierung des Magnetits; Fixierung magnetischer Erscheinungen (La Nature 12, p. 331-332, 1884).

A. Fararo. Über eine Abhandlung über den Magneten v. P. D. Benedetto Castelli (Bull. di Bibliogr. di St. di Boncompagni 16, p. 545-548, 1883).

Stieltjes. Über die Zahl der Pole auf der Oberfläche eines magn. Körpers (C. R. 102, p. 805, 1886).

L. Palazzo. Über den Fehler bei der Methode der Ablenkung infolge der Verschiebung des Aufhängefadens aus der Vertikalen (Atti della R. Acc. dei Lincei (4) Rendic. 1, p. 610-616; 640-646; 664-665, 1885).

G. Hanseman. Über eine neue Methode zur Bestimmung der Schwingungsdauer von Magnetstäben (Wied. Ann. 28, p. 24).

Strouhal und **Barus.** Die elektrischen und magnetischen Eigenschaften des Kohleisens (Washington 1885, 238 pp. im Bull. of. the Unitet States Geological Survey, Nr. 14).

Mascart. Über die Magnetisierung (C. R. 102, p. 992-995, 1886).

E. F. J. Love. Über Hr. Mascarts Abhandlung über Magnetismus (Phil. Mag. (5) 22, p. 46-47, 1886).

J. A. Ewing. Über die magn. Susceptibilität und Retentiveness von weichem Eisen (Rep. Brit. Assoc. South-post 1883, p. 402-404).

J. Hopkinson. Magnetisierung von Eisen (Phil. Trans. Lond. Roy. Soc. 1885 II, p. 455-469).

A. v. Obermayer. Über das magn. Verhalten des schmiedbaren Gusseisens (Centralbl. f. Elektrotechn. 8, p. 272-275, 1896).

Lord Rayleigh. Über die Energie des magn. Eisens (Phil. Mag. (5) 22, p. 175-183, 1886).

J. T. Bottomley. Eine Sorte von fast unmagnetisierbarem Stahl (Beit. Ass. Aberdeen 1885, Sept.).

G. Wiedemann. Magnetische Untersuchungen (Wied. Ann. 27, p. 376).

G. Poloni. Über den permanenten Magnetismus des Stahls bei verschiedenen Temperaturen (Rend. Ist. Lomb (2) 19, 1886, 12 pp. Sept. N. Cim. (3) 19, p. 225-232, 1886).

O. Lodge. Permanente magn. Polarität (Nat. 38, p. 484-485, 1896).

A. Schuster. Permanente magn. Polarität von Quarz (Nat. 38, p. 441, 1886).

Ch. Claverie. Über die durch Entladungen von Kondensatoren erzeugte Magnetisierung (C. R. 101, p. 947-949, 1885).

Enrico Betti. Lehrbuch der Potentialtheorie und ihrer Anwendungen auf Elektrostatik und Magnetismus. Übersetzt von Franz Meyer (Stuttgart W. Kohlhammer 1885, 434 pp.).

A. Koepsel. Bestimmung magnetischer Momente und abs. Stromst. mit der Wage (Wied. Ann. 31, 250).

M. Mascart. Pole der Magnete (C. R. 104, p. 635-636, 1887).

Karl Lickler. Magnetisierungskurve und Härte von Eisen und Stahlsorten (Centralbl. f. Elektrotechn. 4, p. 522-533, 1886).

R. H. Bosanquet. Permanente Magnete (Phil. Mag. (5) 22, p. 535-536, 1886).

W. F. Barrett. Manganstahl (Proc. of the Roy. Dublin Soc. Nat. 35, p. 311, 1887, Privatmitteilung).

Herbert Tomlinson. Die Wirkung der Magnetisierung auf die Elastizität und innere Reibung der Metalle (Proc. Roy. Soc. 40, p. 447-449, 1886).

Ad. Cancani. Temperaturkoeffizient der Magnete (Atti della R. Acc. dei Lincei (4) 3, p. 501-506, 1887).

E. Dorn. Beiträge zum Verhalten stark magnetisierter Stahlstäbe gegen schwach magnetisierende Kräfte (Wied. Ann. 35, p. 276).

— Einfluss des in Stahlmagneten induzierten Magnetismus auf einige Beobachtungsmethoden (Wied. Ann. 35, p. 270).

L. Külp. Experimentaluntersuchungen über magn. Koerzitivkraft. Die entgegengesetzten Magnetisierungen bei weichem Eisen im allgemeinen (Exners Rep. 23. p. 262), 1887).

— Experimentaluntersuchungen über magn. Koerzitivkraft (5). Die Magnetisierungskurven für den sog. remanenten Magnetismus (Exners Rep. (L), p. 1-7. 1888).

W. Kohlrausch. Über einen Zusammenhang zwischen Magnetisierbarkeit und elektr. Leitungsvermögen bei verschiedenen Eisensorten und Nickel (Wied. Ann. 33, p. 42).

Ewing und **Low.** Magnetisierung des Manganstahls (Brit. Ass. Manchester; Lumière électr. 26. p. 188, 1887).

Andreae und **W. König.** Der Magnetstein vom Frankenstein an der Bergstrasse (Sep. a. d. Abhandl. d. Senckenbergischen naturf. Ges., Frankfurt a. M., 1888).

W. Brown. Die Wirkungen des Stosses und des Anlassens auf das magnetische Moment von Stahlmagneten (Phil. Mag. (5) 23, p. 420-433, 1887).

G. Berson. Experimentaluntersuchungen über die An-

derungen des Magnetismus eines Stahlstabes durch Stösse (C. R. 106, p. 592-598, 1888).

H. Tomlinson. Der Einfluss von Deformation und Spannung auf die physikalischen Eigenschaften der Materie. Magnetische Induktion (Auszug Proc. Roy. Soc. 42, p. 224-230, 1887).

P. Janet. Über die transversale Magnetisierung (C. R. 105, p. 934-936, 1887).

H. Tomlinson. Der Einfluss von Deformation und Spannung auf die physikalischen Eigenschaften der Materie. Elastizität (Fortsetzung). Die Wirkung der Magnetisierung auf die Elastizität und innere Salbung der Metalle (Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. 179, p. 1-26, 1888).

C. Barus. Die Wirkung der Magnetisierung auf die Viskosität und Rigidität von Eisen und Stahl (Sill. Journ. of. sc. (3) 34, p. 175-186, 1887).

A. Cancani. Über die thermischen Koeffizienten der Magnete (Rend. della R. Acc. dei Lincci 4, p. 334-338, 1888).

H. Tomlinson. Die Temperatur bei der Nickel plötzlich seine magnetischen Eigenschaften verliert (Phil. Mag. (5) 25, p. 372-379, 1888).

— Theorie bezüglich des plötzlichen Verlustes der magn. Eigenschaften von Eisen und Nickel bei gewissen Temperaturen (Phil. Mag. (5) 26, p. 18-26, 1888).

G. F. Carriethers aus Indiana. Die Ursache des Magnetismus (9 pp. Sept.).

P. Duhem. Neue Theorie der Magnetisierung durch Influenz (Paris Gruthier Villars et fils, 1888. Ann. de la Fac. des Sciences de Toulouse).

D. F. S. Provenzali. Hypothese Ampère's über die Natur des Magnetismus (Atti della Acc. Pontif. dei N. Lincci 39, p. 9-22, 1885).

W. Brown. Wirksame Länge einiger Magnete (Lumière électr. 30, p. 375 ; aus Engineer, p. 328, 1888).

— Stahlmagnete (Phil. Mag. (5) 27, p. 270-276, 1889).

L. Külp. Magnetische Koerzitivkraft VI, Magnetisierungs-

kurve und Grössenverhältnisse des nach der negativen Seite induzierten Magnetismus (Exners Rep. 24, p. 408-415, 1888).

— Magn. Koerzitivkraft (Exners Rep. 25, p. 135-141, 1889, p. 485-489).

J. A. Ewing und **Low.** Magnetisierung von Eisen und andern magn. Metallen in sehr starken Feldern (Proc. Roy. Soc. 45, p. 40-42, 1888).

K. Observatorium zu Wilhelmshaven. Magn. Eigenschaften des Manganstahls (Ann. d. Hydrogr. 17. p. 177-189, 1889).

Firmin Larroque. Rem. Magnetismus des Eisens (Lumière électr. 32, p. 369-371, 1889).

— Beziehungen zwischen Magnetismus und Torsion in Eisen und Nickel (Trans. Roy. Soc. Edinb. 35 (2) N. G., p. 317-390, 1889).

G. Wiedemann. Magn. Untersuchungen (Wied. Ann. 37. p. 610: 1. Verteilung der Momente in tordierten Eisendrähten 37. p. 610: 2. Verteilung der Momente in teilweise entmagnetisierten Stahlstäben 37. p. 614). 3. Über die anomale Magnetisierung (Wied. Ann. 37, p. 620).

Berson. Einfluss des Stosses auf die perm. Magnetisierung von Nickel (C. R. 108, p. 94-95, 1889).

H. Pieper. Verhütung der Wirkungen des remanenten Magnetismus (Zeitschr. f. Instrumentenk. 7, p. 257, 1887).

C. Decharme. Transversale undulatorische Magnetisierung (C. R. 110, p. 1000-1001, 1890).

— Transversale undulatorische Magnetisierung. Getrennte unipolare Berührung. Dreipolige Magnete (C. R. 110, p. 1069-1070, 1890).

W. Doule. Quermagnetisierung dünner Stahllamellen (C. R. Wied. Ann. 41, p. 288).

C. Decharme. Transversale Magnetisierung durch Magnete (C. R. 111, p. 340-341, 1890).

C. G. Krott. Wechselwirkungen von cirkularen und lon-

gitudinalen Magnetisierungen (Phil. Mag. (5) 30, p. 244-248, 1890).

Bruce Warren. Magnetische Zähigkeit (Chem. News 59, p. 124, 1889).

H. Tomlinson. Einfluss von Spannung und Verlängerung auf die physik. Eigenschaften der Materie III, Magnetische Induktion. Die innere Reibung von Eisen, Nickel, Kobalt, studiert durch magn. Kreisprozesse von sehr geringem Umfange (Proc. Roy. Soc. Lond. 47, p. 13-14, 1889).

Barrett. Gewisse molekulare Phänomene bei der Magnetisierung (Lumière électr. 34, p. 73-74).

Ewing. Molekulartheorie des verteilten Magnetismus (Phil. Mag. (5) 30, p. 205-222 Proc. Roy. Soc. 48, 342-358, 1890).

Osmond. Theorie des permanenten Magnetismus (Lumière élect. 36, p. 241, 1890. Phys. Soc. Lond., 18. April 1890).

S. P. Thompson. Eine Illustration von Ewings Theorie des verteilten Magnetismus (Electr. 26, p. 170, 1890).

J. Smith. Messung der Zeit des Abfalls der Magnetisierung eines magnetisierten Eisencylinders (Phil. Mag. (5) 31, p. 64-66, 1891).

C. Börgen. Über eine neue Methode zur Bestimmung des Polabstandes eines Magnets (Ann. d. Hydrogr. und maritimen Meteorol. 1891, Heft II und III, p. 49-57 und 93-102).

P. Bachmetjew. Einige Erscheinungen des remanenten Magnetismus (Exners Rep. 27, p. 147-175, 1891).

Sw. W. Thompson. Elektrische und magn. Schirme (Electrician 26, p. 722-723, 1891).

— Über Schirmung gegen veränderliche elektr. und magn. Zustände (Electrician 26, p. 694-695, 1891).

Th. Edelmann. Spiegelgalvanometer nach Deprez und d'Arsonval (Elektrot. Zeitschr. 12, p. 202-203, 1891).

C. Decharme. Übereinandergelagerte longitudinale und transversale Magnetisierung (C. R. 112, p. 523-525, 1891).

L. Holborn. Über das Härten von Stahlmagneten (Zeitschrift f. Instrumentenk. 11, p. 113-124, 1891).

E. Beltrami. Betrachtungen über die mathematische Theorie des Magnetismus (Mem. di Bol. (5) 1, p. 409-453, 1891).

Chistoni. Ablenkende Kraft eines festen Magneten auf einen andern (N. Cim. (3) 30, p. 97-113, 1891).

S. E. Dolbear. Über die molekulare Bewegung in einem Cylinder (Electrician 28, Nr. 727, 665-666, 1892).

Strouhal und **Barus.** Constante Magnete (Elektrot. Zeitschrift 12, p. 55, 1891).

Ant. Abt. Permanter Magnetismus des Nickels und Stahls (Centralzeit. f. Opt. und Mech. 11, Nr. 20, p. 229-232, 1890).

H. Nagaoka. Wirkung der Magnetisierung auf die permanente Drillung von Nickeldraht (J. of. di college of siences, Imp. Univ. Japan 4, pt. 2, p. 323-339, 1891).

P. Trouton. Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Magnetismus im Eisen (Electrician 27, p. 520-521, 1891. Brit. Ass. Cardiff.).

E. Beltrami. Mathematische Theorie des Magnetismus (N. Cim. (3) 31, 1. und 2. Heft, p. 5-17, 1892).

Fr. Lydall und **Alf. W. S. Pocklington.** Magnetische Eigenschaften von reinem Eisen (Proc. Roy. Soc. London 52, p. 228-232, 1892).

Th. Gray. Magnetische Eigenschaften des Eisens (Proc. Roy. Soc. 51, p. 503-504, 1892).

A. Föppl. Theorie des remanenten Magnetismus (Wied. Ann. 48, p. 252).

J. B. Hopkinson. Magnetische Viskosität (Lumière électr. 75, p. 38-40 (Nr. 40), 1892.

Th. Andrews. Elektrochemische Wirkungen auf magnetisiertes Eisen (Proc. Roy. Soc. London 52, p. 114-117, 1892).

A. Wassmuth. Lösung des Magnetisierungsproblems durch Reihen (Wied. Ann. 51, p. 367).

Du Bois. Magnetisierung eiserner Hohl- und Vollcylinder (Wied. Ann. 51, p. 529).

A. Abt. Magnetisches Verhalten des Moravitzaer Magnetits und des Stahls bei starken magnetisierenden Kräften und deren magn. Momente in abs. Masse (Wied. Ann. 52, p. 749).

C. Fromme. Magnetische Experimentaluntersuchungen (Wied. Ann. 53, p. 749).

J. Klemencic. Magnetisierung von Eisen und Nickeldraht durch schnelle elektr. Schwingungen (Wied. Ann. 53, p. 701).

C. Chistoni. Messung des Temperaturkoeffizienten der Magnete mit dem Sinusmagnetometer (Mem. della R. Acc. di Scienze di Modena (2) 9, Sepabdr. 33 pp., 1893).

— Über die Bestimmung des Induktionskoeffizienten der Magnete nach der Lamont'schen Methode (Ibid. Sepab. 22 pp., 1893).

A. W. Bücker. Magn. Schirmwirkung konzentrischer kugelförmiger Schalen (Phil. Mag. (5) 37, p. 95-130, 1894).

J. Hopkinson. E. Wilson Lydall. Magnetische Viskosität (Proc. Roy. Soc. 53, p. 352-368, 1893).

J. A. Ewing und **H. G. Haassen.** Magnetische Eigenschaften von Eisen (Proc. Roy. Soc. 54, p. 75-77, 1893).

A. Föppl. Magnetisierung hohler Eisenkerne (Elektrot. Zeitschr. 15, p. 209-210, 1894).

P. Curie. Magnetische Eigenschaften des Eisens bei verschiedenen Temperaturen (C. R. 118, p. 796-800, 1894).

P. Duhem. Hysteresis und permanente Deformationen (C. R. 118, p. 974-975, 1894).

H. Le Chatelier. Über Manganstahl (C. R. 119, p. 272-274, 1894).

Kr. Birkeland. Magnetisierung durch Herz'sche Schwingungen. Ein magn. Dielectricum (C. R. 118, p. 1320-1324, 1894).

M. Weber. Über elektromagnetische Zugkraft (Wied. Ann. 54, p. 30).

M. Ascoli. Über die magn. Schirmwirkung (Wied. Ann. 54, p. 381).

E. Taylor Jones. Über magn. Tragkraft (Wied. Ann. 54, p. 641).

C. Fromme. Selbstinduktion und elektrostatische Kapacität von Drahtrollen und ihr Einfluss auf magnetische Erscheinungen (Wied. Ann. 54, p. 1).

C. Chistoni. Anwendung des Sinnsmagnetometers zur Bestimmung des mittlern Temperaturkoeffizienten der Magnete (N. Cim. (4) 1, p. 257-259, 1895).

Ascoli und **J. Lori.** Über den Entmagnetisierungsfaktor in Eisencylindern (Nuovo. Cim. 190-196, 1894).

A. P. Chattok und **F. B. Jaweett.** Über die Energie der Ampèremoleküle (Phil. Mag. (5) 38, p. 473-488).

Th. Gray. Über die Messung der magn. Eigenschaften des Eisens.

A. Ewing und **K. G. Klaassen.** Magnetische Eigenschaften des Eisens (Proc. of the Roy. Soc. 56, p. 49-51).

Thompson und **Walker.** Magnetische Spiegel (Phil. Mag. 39, p. 213-225, 1895).

P. Curie. Über die Möglichkeit der Existenz der magn-Leitfähigkeit und des freien Magnetismus (Journ. d. phys. 3, p. 415, 1894).

R. Pictet. Einfluss niedriger Temperaturen auf die Anziehungskraft künstlicher permanenter Magnete (C. R. 120, p. 263-264, 1895).

A. Abt. Remanenter Magnetismus der Stahl-Zerreissungsproben (Sitzungsber. d. med. naturwiss., Abteil. d. Siebenbürgischen Museumsvereins, II. Naturwiss. Abt. 17, 2, 1895).

J. Ewing. Ein neues Modell zur Untersuchung des molekularen Magnetismus (The electrician 34, p. 670-671, 1895).

P. Beck. Theorie des remanenten Magnetismus von Föppl (Wied. Ann. 57, p. 464).

H. Vieillon. Über die Magnetisierung des Stahls durch die oscillatorische Entladung der Leidenerflasche (Wied. Ann. 58, p. 311).

A. Ebeling und **E. Schmidt.** Über magnetische Ungleichmässigkeit und das Ausglühen von Eisen und Stahl (Wied. Ann. 58, p. 330).

A. Ebeling. Prüfung der magnetischen Homogenität von Eisen und Stahlstäben mittels der elektrischen Leitfähigkeit (Wied. Ann. 58, p. 342).

A. Kohn. Versuche über magnetisch weiche und harte Körper (Wied. Ann. 58, 527).

P. Beck. Bemerkungen zu der Abhandlung des Hrn. Kohn über magnetische weiche und harte Körper (Wied. Ann. 59, p. 84).

E. Cohen. Meteoreisen, (Studien IV, Ann. d. K. K. naturhist. Hofmuseums, Wien 10, p. 81-93, 1885).

A. Abt. Über den remanenten Magnetismus des Bessemer, Puddling und Martinstahls (Siebenb. Mus. Ver., Naturw. Fac. 3, p. 353-355, 1895).

E. T. Jones. Über magnetische Zugkraft.

C. Riborg Mann. Entmagnetisierungsfaktor für cylindr. Stäbe (Phys. Rev. 3, p. 359-369, 1896).

H. Vieillon. Über die Magnetisierung des Stahls durch die oscillierenden Entladungen der Leidenerflasche (Arch. Sciences Phys. et Nat. (4), p. 305-316 und 409-427, 1896).

C. Fromme. Über die Wirkung von Erschütterungen und Erwärmung des Magnetismus (Wied. Ann. 61, p. 55).

L. Holborn. Über die Magnetisierung von Stahl und Eisen durch kleine Kräfte (Wied. Ann. 61, p. 281).

A. Abt. Über das magn. Verhalten des weichen Stahls bei andauerndem Stromschluss im Vergleich zu weichem Eisen (Wied. Ann. 61, p. 794).

J. Klemencië. Über magnetische Nachwirkung (Wied. Ann. 62, p. 68).

J. A. Erskine. Über die magn. Schirmwirkung in den

gedämpften Wechselfeldern von Flaschenentladungen (Wied. Ann. 62, p. 145).

J. Klemencië. Beitrag zur Kenntnis der magn. Nachwirkung (Wied. Ann. 63, p. 61).

H. Jäger. Magnetische Spiegelbilder (Wied. Ann. 63. p. 137).

C. Fromme. Über die Wirkung von Erschütterungen auf den Magnetismus (Wied. Ann. 63, p. 314).

H. Du Bois. Schirmwirkung terromagnetischer Schutzpanzer (Wied. Ann. 63, p. 348).

H. Kuhfal. Magn. und galvanische Messversuche (Zeitschr. für Phys. und Chem. Unterricht 10. p. 183-186. 1897).

J. Klemencië. Über permanente Magnete aus Steimischem Wolframstahl (Wien. Sitzungsber. 105 (II). p. 635-645, 1896).

Ch. Guillaume. Untersuchung über Nickelstahl. Magn. Eigenschaften und perm. Deformationen (C. R. 124. p. 1515-1517, 1897).

H. Du Bois. Über magn. Schirmwirkung (Wied. Ann. 65, p. 38).

C. Fromme. Über die magn. Nachwirkung (Wied. Ann. 65, p. 403).

A. Abt. Vergleichung einiger Stahlsorten untereinander mit dem Nickel und dem Moraviezaer Magnetit bezüglich ihres remanenten Magnetismus (Wied. Ann. 66, p. 116).

M. Wien. Über die Magnetisierung durch Wechselströme (Wied. Ann. 66, p. 859).

Hurmuzescu. Über die physikalischen. chemischen und mechanischen Modifikationen, welche die verschiedenen Körper durch die Magnetisierung erleiden (Arch. des Sciences phys. et nat. (4) 4. p. 540-545. 1897).

M. Ascoli. Über die Jamin'schen Magnete (Rendic. R. Acc. dei Lincei (5) 6, 2 Sem., p. 61-66, 1897).

— Über den Entmagnetisierungsfaktor in Eisenbündeln und Cylindern (ibid., p. 129-134).

H. D. Day. Die Zunahme der magn. Starrheit (Rigidität in starken Feldern (Electrician 39, p. 480-481, 1897).

E. Andreas. Über den spez. Grenzmagnetismus permanenter Magnete (Elektrot. Zeitschr. 18, p. 485-487 und 497-502, 1897).

Stefanini. Über das Eindringen des Magnetismus in das Eisen (N. Cim. (4) 7, p. 170-177, 1898).

Slodowska Curie. Magnetische Eigenschaften des gehärteten Stahls (C. R. 125, p. 1165-1169, 1897. Eclairage électr. 14, 15, 16, 1898).

H. Du Bois. Die moderne Theorie des Magnetismus (Elektrot. Zeitschr. 19, 788-790, 1898 (Deutsch. Math. Verein 7, p. 90-97, 1899).

V. Guillet. Eigenschaften geradliniger Magnete (Eclair. élektr. 18, p. 441-446, 1899).

H. Du Bois. Über störungsfreie magn. Substanzen. Verh. Phys. Ges. 15, p. 102-106, 1896).

M. Ascoli. Über das Eindringen des Magnetismus in das Eisen (Nuovo Cim. (4) 8, p. 32-34, 1898).

B. O. Peirce. Über die Eigenschaften permanenter Magnete aus selbsthärtendem Stahl (Sill. Journ. (5), p. 334, 1898).

F. Osmond. Über Stahlsorten für Magnete (C. R. 128, p. 1513-1516, 1899).

L. Houlevigue. Über den passiven Zustand des Eisens und des Stahls (Journ. de Phys. (3) 7, p. 468-469, 1898).

J. A. Fleming. Die magn. Eigenschaften des Eisens und Stahls (The Electrician 39, p. 860-863; 40, p. 49-50 und 82-84, 1897).

E. Dumont. Untersuchungen über die magnetischen Eigenschaften von Nickelstahllegierungen. (Arch. Genève 5, 40 pp. Sep. 1898).

L. Dumas. Über die Lage der magn. Transformationspunkte von Nickelstahl (C. R. 129, p. 42-45, 1899).

Ch. Guillaume. Untersuchung über Nickel und seine Legierungen (Arch. des Soc. phys. et nat. (4) 5, p. 305-331, 1898).

L. Houlevigue. Über die nicht umkehrbaren Eigenschaften der Eisen-Nickellegierungen (Journ. de phys. (3) 8, p. 89-94, 1899).

Ch. E. Guillaume. Bemerkungen über Nickelstahl (Ibid. p. 99-96).

F. Osmond. Über die Legierungen von Eisen und Nickel (C. R. 128, p. 304-307, 1899).

A. Abt. Über die magn. Eigenschaften des Hämatits (Wied. Ann. 68, p. 658).

E. H. Barton. Über die Änderung der Permeabilität durch die Temperatur (Sepab. aus Trans. Roy. Soc. Edinb. 38, p. 567-578, 1897).

J. R. Ashworth. Einige Methoden um Magnete unabhängig von Temperaturänderungen zu machen und einige Versuche über abnormale oder negative Temperaturkoeffizienten von Magneten (Proc. Roy. Soc. 62, p. 210-223, 1898).

A. Durward. Über die Temperaturkoeffizienten gewisser perman. Magnete (Sill. Journ. 5, p. 245-257, 1898).

S. R. Raget. Der Einfluss anhaltender Erwärmung auf die magn. Eigenschaften von Eisen (Electrician 42, p. 530-531, 1899).

G. Klingenberg. Längenänderung und Magnetisierung von Eisen und Stahl (34 pp. Inaug. Diss. Rostock).

H. Nagaoka und **H. Honda.** Über magnetische Spannungen (Phil. Mag. (5) 46, p. 261-290, 1898).

H. Nagaoka. Bemerkung über die Spannungen in einem Eisenring bei Magnetisierung (Journ. Colt. Sciences Japan Sepab.).

Howard D. Day. Die magn. Vergrösserung der Festigkeit in starken magn. Feldern (Sill. Journ. (4) 3, p. 449-457, 1897).

VITA

Ich, Joseph Gattlen, wurde am 10. Mai 1872 in Stalden (Kanton Wallis) geboren. Ich gehöre der katholischen Konfession an. Nachdem ich die Gymnasien von Brig und Sarnen und das Lyceum von Sitten besucht hatte, bestand ich im Jahre 1895 in Sitten das Maturitätsexamen. Im Herbste des folgenden Jahres bezog ich die Universität Freiburg in der Schweiz und studierte daselbst anfangs die Rechte, ging aber schon nach zwei Semestern zum Studium der Physik über. Im Sommer des Jahres 1899 hörte ich an der technischen Hochschule in München die Vorlesungen über Elektrotechnik. Vom Beginn des darauffolgenden Semesters an studierte ich wieder in Freiburg Physik, bis ich am 11. Dezember 1901 meine Studien mit dem Doktorexamen beschloss.

Allen meinen verehrten Professoren spreche ich meinen aufrichtigsten Dank aus.

Freiburg (Schweiz). — St.-Paulus-Druckerei.